ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 MAI 1948.

PRÉSIDENCE DE M. HENRI VILLAT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Marius Jacob Sirks**, Professeur de génétique à l'Université de Groningue, Président de l'Union Internationale des Sciences biologiques, qui assiste à la séance.

ARITHMÉTIQUE ET THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Sur les systèmes généraux de numération.* Note (*) de M. **Émile Borel**.

Pour définir un système classique de numération, applicable aux nombres incommensurables, on donne une infinité de nombres rationnels simples u_n et tout nombre incommensurable x est mis sous la forme d'une série convergente dont les termes sont certains des u_n, *convenablement choisis*.

Le système le plus simple est le système binaire, pour lequel on a

$$u_n = \frac{1}{2^n}.$$

La règle du choix est alors aussi simple que possible, on peut choisir une infinité arbitraire des u_n, chacun étant choisi une fois au plus.

Pour le système décimal, on doit poser

$$v_{9n-k} = \frac{k}{10^n} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots; k = 9, 8, 7, 6, \ldots, 2, 1),$$

et choisir un v au plus parmi ceux dont l'indice renferme un entier donné n.

On peut observer que, pour obtenir un nombre α avec une erreur inférieure à 10^{-30}, ce qui équivaut à peu près à 2^{-100}, il faut une série de 30 termes au plus dans le système décimal et de 100 termes au plus dans le système binaire; mais, par contre, les termes de la série binaire sont choisis parmi 100 nombres donnés seulement, tandis que les termes de la série décimale sont choisis parmi

---

(*) Séance du 26 avril 1948.

270 nombres donnés. Il y a, *en moyenne*, 50 termes non nuls dans le système binaire et 27 termes non nuls dans le système décimal.

Un système général de numération sera défini par une suite dénombrable de nombres positifs, que l'on supposera être des nombres rationnels simples

$$(u) \qquad u_1, \quad u_2, \quad \ldots, \quad u_n, \quad \ldots.$$

On devra admettre que les u_n décroissent constamment et tendent vers zéro; la différence $u_{n-1} - u_n$ tend donc également vers zéro; on admettra qu'elle décroît constamment avec n. Étant donné un nombre positif α assez petit, il existera un nombre n tel que

$$(1) \qquad u_{n-1} > \alpha > u_n.$$

On posera alors

$$(2) \qquad \alpha = u_n + \alpha_1$$

et il existera un nombre n_1 tel que

$$(3) \qquad u_{n_1-1} > \alpha_1 > u_{n_1}.$$

Les relations (1), (2), (3) donnent

$$(4) \qquad \alpha_1 = \alpha - u_n < u_{n-1} - u_n,$$

$$(5) \qquad u_{n_1} < u_{n-1} - u_n.$$

La relation (5) entraîne, d'après nos hypothèses,

$$(6) \qquad n_1 > \varphi(n),$$

la fonction croissante $\varphi(n)$ étant, en principe, connue lorsque la loi des u_n est connue; on doit supposer $\varphi(n)$ à croissance plus rapide que n.

Un système de numération pourra être défini par la suite (u), si l'on ajoute que l'on doit choisir dans cette suite des termes d'indices croissants, tels que deux indices consécutifs vérifient l'inégalité (6). Sous ces hypothèses, tout nombre α suffisamment petit pourra être représenté d'une seule manière dans le système (u). Il sera parfois nécessaire d'ajouter quelques conditions complémentaires pour les premiers termes de la série, si l'on veut pouvoir représenter tout nombre α compris entre 0 et 1.

Parmi l'infinité de systèmes possibles, on ne devra retenir que ceux pour lesquels la fonction $\varphi(n)$ est assez simple pour que l'on sache facilement si l'inégalité (6) est vérifiée. Si l'on prend, par exemple, $u_n = 1/n$, la relation (5) devient $(1/n_1) < 1/(n-1) - (1/n)$ et donne

$$(7) \qquad n_1 > n(n-1).$$

On en conclut que tout nombre incommensurable α peut être représenté d'une seule manière par une série de la forme

$$(8) \qquad \alpha = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} + \ldots + \frac{1}{a_n} + \ldots,$$

les a_n étant des entiers croissants vérifiant les inégalités

(9) $$a_n > a_{n-1}(a_{n-1} - 1).$$

D'après (9), les nombres a_n croissent très rapidement avec n; on en conclut aisément que l'on obtiendra généralement une erreur sur α inférieure à 10^{-30} avec 6 ou 7 termes seulement au lieu de 30 dans le système décimal et 100 dans le système binaire, mais ces 6 ou 7 termes sont choisis parmi plus de 10^{15} termes possibles.

Les développements unitaires normaux, que j'ai définis dans une Note antérieure (¹), se rattacheraient à une suite dénombrable de suites dénombrables, dont la $n^{\text{ième}}$ a comme terme général

(S_n) $$\frac{1}{u_1 u_2 \ldots u_n},$$

les $u_1, u_2, \ldots, u_n$ étant des entiers non décroissants; on doit choisir un terme dans chacune des suites (S_n), avec cette restriction que les valeurs de $u_1, u_2, \ldots, u_{n-1}$ doivent être les mêmes que celles choisies dans la suite (S_{n-1}). Cette complication est rachetée par une très grande simplicité dans les calculs.

Nous avons laissé de côté les algorithmes tels que les fractions continues qui conduisent à des séries alternées. On pourrait alors introduire un facteur 2 dans le second membre de (7), mais l'alternance des signes + et — ne serait pas régulière.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *La topologie des fonctions.*

Note de M. **Arnaud Denjoy**.

Les propriétés limites des ensembles de fonctions continues définies dans les espaces cartésiens se démontrent par la voie d'un raisonnement de type constant. Poincaré l'avait rencontré; Baire en fit un illustre emploi. J'ai commenté ces doubles usages et le principe de cet instrument logique dans mes *Leçons sur le Calcul des coefficients d'une série trigonométrique* (IIᵉ partie, p. 151-158). Dans un chapitre du même Ouvrage, je me suis efforcé de rattacher à l'énoncé d'un théorème général unique (associé à une sorte de réciproque) toutes les applications de cet appareil démonstratif.

Dans sa remarquable Thèse de Doctorat, récemment publiée, M. Gustave Choquet, étudiant le problème du contingent et du paratingent (terminologie de M. Bouligand) des ensembles dans les espaces métriques, énonce un théorème qu'à juste titre il qualifie de fondamental (p. 77-78) et qui, pour cette question tout au moins, offre plus de ressources que les théorèmes topologiques cités plus haut. Je rappelle mes hypothèses (*Leçons*, p. 174, 199 et surtout 213-214).

(¹) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 773.

Dans l'espace cartésien U_r (l'indice r désigne le nombre des dimensions) P est un ensemble parfait décrit par un point X. Dans l'espace U_p un point T décrit un ensemble e, admettant un point d'accumulation T_0 étranger à e; e, T_0 *sont indépendants de* X, et c'est là ce qui limite la portée de notre théorème. Dans l'espace U_q, $Y = F(X, T)$ est un point ou un ensemble fermé, fonction de X et de T; Y varie continûment avec X. Et quand T tend vers T_0 (sans quitter e), le point ou ensemble Y possède un ensemble d'accumulation L(X).

Dans ces conditions, l'ensemble dénombrable X_n étant partout dense sur P et T_n tendant vers T_0 quand n croît, si le point $Y_n = F(X_n, T_n)$ présente une certaine propriété avec une approximation tendant vers zéro, notre théorème direct (p. 175) affirme que la propriété limite correspondante est vérifiée exactement par L(X) sur tout un résiduel R de P (R est sur P, et P — R est la réunion d'une infinité dénombrable d'ensembles situés et non denses sur P).

Ce théorème direct donne lieu à un théorème inverse susceptible de revêtir deux formes suivant que les hypothèses se traduisent par des inégalités fermées (p. 199) ou au contraire ouvertes (p. 208, et p. 213-216 pour les hypothèses les plus générales de l'une et l'autre espèce). Dans tous les cas, si telle propriété limite p appartient à L(X) en tout point X de P, on a cette conclusion : quel que soit ε positif indépendant de X, la convergence de F(X, T) vers L(X) selon un mode correspondant à p est, à ε près, uniforme : ou bien sur la totalité de P, ou bien sur toute portion de P disjointe d'un ensemble fermé K(P, ε) situé et *non dense* sur P. Si ε prend une suite de valeurs tendant vers zéro, l'ensemble $\Gamma = \Sigma K(P, \varepsilon)$ est gerbé (p. 137). P — Γ est un résiduel R de P. En tout point de R, la convergence de Y vers L(X) est uniforme localement. L(X) présente une continuité de certaine nature en tout point de R, spécialement à P.

Ce théorème fournit les propriétés de l'ensemble $L(x)$ des nombres dérivés d'une fonction $f(x)$ définie et continue sur un segment linéaire ab; $L(x)$ est l'ensemble d'accumulation des nombres $y = F(x, t) = [f(x+t) - f(x)]/t$ quand t tend vers 0 (sans s'annuler). Le champ de variation e de t (l'axe des t, sauf $t = 0$) est indépendant de x (du moins si f est défini dans un intervalle contenant le segment ab). Mais supposons que l'on veuille, avec M. Choquet, étudier le faisceau dérivé (F. Roger) d'un ensemble discontinu E aux points d'un ensemble parfait P (disjoint de E), inclus dans la fermeture de E, E et P étant dans un même espace U où X décrit P tandis que T parcourt E; Y = F(X, T) est la demi-droite d'origine X et passant par T; Y peut être figuré par un point d'un espace U′ (qui est une variété à $2r-1$ dimensions dans U_{2r} si U est un U_r); L(X) est l'ensemble d'accumulation de ces demi-droites quand T tend vers X sans quitter E. En conséquence le point d'accumulation T_0 vers lequel doit tendre T (T_0 étant à exclure de E), T_0 n'est plus indépendant de X, puisque T_0 est X. Il faut donc élargir les hypothèses faites

sur l'ensemble e de notre théorème général. e doit pouvoir varier continûment avec X, et aussi T_0. Si $\overrightarrow{e(X)}$ désigne l'ensemble des vecteurs $\overrightarrow{O_p T}$ de U_p, O_p étant l'origine de U_p et T décrivant E, $\overrightarrow{T_0(X)}$ étant le vecteur $\overrightarrow{O_p T_0}$, soit $\overrightarrow{e'(X)} = \overrightarrow{e(X)} - \overrightarrow{T_0(X)}$; $e'(X)$ varie continûment avec X; O_p est un point d'accumulation de $e'(X)$ étranger à cet ensemble. Et T décrivant $e'(X)$ doit tendre vers la limite O_p indépendante de X.

Mais déjà cette extension dépasse les hypothèses utiles pour résoudre les problèmes posés par le contingent. Car, dans ce dernier cas, l'ensemble $e(X)$ de U est indépendant de X, c'est E lui-même (E doit être disjoint de P), seul $T_0 = X$ varie avec X, en sorte que, tous les ensembles $e'(X)$ sont égaux et ne diffèrent les uns des autres que par une translation dans U_p.

Il est naturel de figurer le couple (X, T) par un point unique M(X, T) d'un espace V (produit topologique de U, ou simplement de P, par U lui-même); M décrira la variété $[X = \text{const.}, T \in e'(X)]$. Dans les applications que j'ai en vue, les espaces U, V sont toujours cartésiens ou ce sont des variétés incluses dans les espaces cartésiens. Mais, avec M. Choquet, on peut plus généralement les supposer métriques. Voici nos hypothèses définitives (avec des notations modifiées) :

Dans un espace U, *soient* Q *et* P *deux ensembles disjoints*, P *parfait et inclus dans le dérivé de* Q; P est décrit par le point X, Q par le point M; Q *est la réunion d'ensembles* $e(X)$, non nécessairement disjoints, $e(X)$ admettant X pour point d'accumulation. *Dans un espace* V, $Y = F(M)$ *est un point ou un ensemble fermé, fonction de* M *définie sur* Q, et L(X) est l'ensemble d'accumulation des Y(M) quand M tend vers X sans quitter $e(X)$. Soit E(X) l'ensemble des couples (M, Y) quand M décrit $e(X)$.

On suppose que tout point (M, Y) *de* E(X) *est un point de convergence de l'ensemble* E(X') *quand* X' *mobile sur* P *tend vers* X.

En d'autres termes, X étant un point quelconque de P, M un point quelconque de $e(X)$, ε un nombre positif quelconque indépendant de M et de X, il correspond à ε un nombre positif $\eta = \eta(M, X, \varepsilon)$ de façon que, si dist. XX' (dans U) $< \eta$, $e(X')$ contient un point M' vérifiant les inégalités : dist. MM' $< \varepsilon$, écart (Y, Y') (dans V) $< \varepsilon$ $[Y' = F(M)]$.

Ainsi la continuité de F(M) sur Q n'est pas exigée. On pourrait plus libéralement encore (et une idée analogue est déjà signalée par M. Choquet) se contenter des inégalités : dist. MM' $< \varepsilon + \delta(M)$, écart (Y, Y') $< \varepsilon + \delta(M)$, pourvu que la fonction positive $\delta(M)$ de M tendît vers o *uniformément* avec la distance de M à P.

On considérera des familles dénombrables de couples (X_n, M_n); les X_n sont partout denses sur P, M_n et sur $e(X_n)$, et la distance $M_n X_n$ tend vers o quand n croît. On soumettra les $Y_n = F(X_n, M_n)$ aux hypothèses de l'espèce indiquée plus haut.

Dans ces conditions, les énoncés des théorèmes topologiques de mes *Leçons* subsistent avec leurs démonstrations à peu près inchangées. Mais leur champ d'application dépasse largement désormais le problème général du contingent.

En montrant que P contient un point (et même P contient un résiduel) où L(X) est semi-continu supérieurement, M. Choquet généralise très heureusement le théorème de Baire selon lequel une fonction limite de fonctions continues se saurait être totalement discontinue sur aucun ensemble parfait.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Papilionacées. Développement de l'embryon chez le* Lupinus polyphyllus *Lindl.* Note de M. **René Souèges**.

Hofmeister d'abord, en 1858, puis Hegelmaier, Strasburger, Marshall Ward, en 1880, ont publié des observations plus ou moins détaillées sur le développement du germe chez les Lupins. L. Guignard [1], en 1881, a succinctement résumé les résultats de ces premières recherches et fait justice des idées erronées que leurs auteurs en avaient dégagées. Il a pu lui-même apporter la vraie solution à la plupart des questions que pose l'embryogénie des Lupins, à celles surtout qui se rattachent à la constitution du sac embryonnaire, à la génération de l'albumen, à l'origine véritable du suspenseur et au rôle des éléments qui le composent. Mais l'imperfection des techniques alors en usage ne lui permettait pas d'aborder l'étude de certains détails qu'envisage aujourd'hui obligatoirement la cytologie des éléments participant à la reproduction, ni de suivre la marche rigoureuse de la segmentation dans le globule embryonnaire. Guignard, après Hofmeister, avoue que l'étude des Lupins est loin d'être facile. Nous reconnaissons volontiers aujourd'hui que ces premiers embryologistes ont eu, dans leurs travaux, à surmonter les plus grandes difficultés.

Ces recherches d'ailleurs se compliquent du fait que « les Lupins ne se ressemblent même pas entre eux en ce qui concerne la structure et la position de l'appareil destiné à fournir l'embryon, aussi bien que la constitution de l'embryon lui-même ». Des différences profondes apparaissent déjà dans la constitution de l'ovule : chez la plupart des espèces il ne se présente qu'un seul tégument; dans d'autres, moins nombreuses, il s'en développe deux. Le suspenseur offre des dimensions et une composition cellulaire fort variables : chez le *Lupinus subcarnosus* Hook., il peut comprendre 22 et même plus de 30 paires cellulaires; chez le *Lupinus polyphyllus*, 3 paires seulement. Guignard ne fait pas connaître le mode de génération de ces paires cellulaires; on ne sait si elles proviennent en totalité ou en partie de la seule cellule basale du proembryon bicellulaire.

---

[1] *Ann. Sc. nat. Bot.*, 6e série, 12, 1881, p. 92.

A ce proembryon bicellulaire (*fig.* 1) succède une tétrade *première* globuleuse comportant deux cellules supérieures juxtaposées *cc* et *cd*, séparées par une cloison plus ou moins oblique (*fig.* 2 et 3). Ces deux cellules, comme les deux éléments juxtaposés nés de la cellule basale, se cloisonnent transversalement (*fig.* 4 et 5) et donnent un proembryon octocellulaire offrant 4 dyades régulièrement superposées.

La formation de ce proembryon marque une étape importante du développement, correspondant à une véritable période de croissance avec arrêt prolongé de la segmentation (*fig.* 5 à 10). Au cours de cette période, les trois paires cellulaires inférieures qui représentent le suspenseur proprement dit commencent à se dissocier; leurs éléments se gonflent, se séparent plus ou moins vite les uns des autres et se dispersent dans la cavité du sac. Au terme



Fig. 1 à 31. — *Lupinus polyphyllus* Lindl. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc* et *cd*, cellules-filles de *ca*; *cc'* et *cc"*, cellules-filles de *cc*; *cd'* et *cd"*, cellules-filles de *cd*; *pa*, paroi du sac; *e*, épiphyse; *h*, hypophyse; *e'* et *h'*, cellules-sœurs de o et de *h* ou étage médian, *p*, du proembryon; *pco*, partie cotylée *sensu stricto*; *phy*, partie hypocotylée. G = 300.

de cette désagrégation du suspenseur, l'embryon, qui tire origine des deux cellules supérieures *cc'* et *cd'*, forme un globule isolé encore paucicellulaire. Pour donner ce globule, les cellules *cc'* et *cd'*, d'abord très petites, s'accroissent inégalement, puis elles se divisent obliquement, la plus grande avant l'autre (*fig.* 11, 13, 14). De ces divisions résultent quatre éléments qui normalement devraient se montrer groupés en tétraèdre, mais qui, par suite de l'inclinaison

des parois sur le plan de la figure, se présentent comme disposés dans un plan vertical autour d'un axe horizontal de séparation (*fig.* 15).

Ces quatre éléments ont valeur de quadrants et les deux cellules *cc'* et *cd'*, dont ils dérivent appartiennent à une tétrade *seconde*, dont les deux éléments inférieurs sont les cellules *cc''* et *cd''* du proembryon octocellulaire (*fig.* 6). Les quatre quadrants se divisent par cloisons anticlines en donnant huit octants (*fig.* 19). A ce même moment, la forme de l'embryon se modifie; il s'allonge et devient ovoïde (*fig.* 18). Cet allongement résulte de l'écartement des deux quadrants opposés, occupant l'un le sommet l'autre la base de l'embryon; il provoque la formation, aux dépens des deux autres quadrants, d'un étage médian (*fig.* 18), bicellulaire au stade des quadrants, quadricellulaire au stade des octants (*fig.* 19 et 20). Le quadrant supérieur, *e*, représente l'épiphyse, le quadrant inférieur, *h*, l'hypophyse; les deux quadrants médians produisent la partie cotylée *sensu strito* et la partie hypocotylée.

Le quadrant représentant l'épiphyse donne deux, puis quatre cellules circumaxiales (*fig.* 22 et 23), qui, par cloisons généralement anticlines à direction horizontale (*fig.* 24) engendrent, à leur tour, en groupe cellulaire offrant bientôt, après formation de parois périclines, dermatogène et couche sous-épidermique (*fig.* 25 et 26). De même, le quadrant correspondant à une cellule hypophysaire donne 2, puis 4 éléments (*fig.* 20 à 24) qui se cloisonnent transversalement (*fig.* 26) ou obliquement (*fig.* 25 à droite) et finalement dans divers sens pour engendrer un groupe d'où tirent origine les initiales de la racine et les portions centrales de la coiffe. Ce massif cellulaire se termine inférieurement par un court pédicule. Au niveau des deux quadrants médians, *p*, apparaissent bientôt deux assises cellulaires (*fig.* 21 à 25), génératrices l'une de la partie cotylée *sènsu stricto*, l'autre de la partie hypocotylée (*fig.* 23 à 27). Les parois transversales séparant ces deux assises déterminent un plan équatorial qui partage la masse embryonnaire en deux hémisphères de composition cellulaire symétrique (*fig.* 20). En 29, la partie cotylée *s. str.* compte deux assises sous-épidermiques : la partie hypocotylée en comporte deux au stade des figures 26 et 27, quatre environ au stade des figures 28 et 30. Plus tard, avant la naissance des cotylédons, la masse embryonnaire se montre tout à fait indifférenciée, les limites des quadrants étant disparues. Les histogènes s'individualisent peu après.

L'histoire du développement de l'embryon du *Lupinus polyphyllus* offre des caractères vraiment exceptionnels. Ces caractères se rapportent surtout : 1° à la tétrade *première* composée de deux cellules supérieures juxtaposées plus ou moins dissemblables, d'où dérivent deux cellules embryonnaires terminales identiques, *cc'* et *cd'*, mais néanmoins hétérodynames puisqu'elles engendrent des régions du corps tout à fait différentes; c'est une tétrade de la catégorie B_1; 2° au proembryon octocellulaire, dérivé de l'œuf, très régulièrement construit, et marquant une période de simple croissance de l'embryon; 3° à la tétrade

seconde représentée par les quatre éléments, *cc'*, *cd'*, *cc''* et *cd''*, produits, non par deux cellules superposées, mais par deux cellules juxtaposées filles de la cellule apicale; cette tétrade seconde, étant donné le caractère hétérodyname des deux éléments *cc'* et *cd'*, rentre également dans la catégorie B_1; 4° au mode de désagrégation du suspenseur; 5° à la disposition des quadrants et à leur individualisation suivie de l'élongation du corps embryonnaire. Par les destinées de la cellule basale et des blastomères *cc''* et *cd''*, par la nature hétérodyname des éléments *cc'* et *cd'*, le *Lupinus polyphyllus* vient occuper, dans la classification périodique, la place, libre encore, correspondant au mégarchétype VI dans le dixième groupe embryogénique.

BIOLOGIE GÉNÉRALE. — *Reviviscence du* Xanthoria parietina *desséché avec sa faune, six ans dans le vide et deux semaines à* — 189° C. *Ses conséquences biologiques*. Note de M. **Paul Becquerel**.

Nous avons déjà démontré que des Lichens, des Rotifères, des Tardigrades desséchés dans le vide pouvaient revivre après congélation à la température de — 271° (1). Mais la durée de leur vie latente ne dépassait pas quelques mois. Il était donc nécessaire de savoir si la propriété de reviviscence de ces organismes ne s'affaiblirait pas au bout d'un temps plus long et s'ils étaient encore susceptibles d'être congelés sans périr.

Dans ce but, le 1er juillet 1941, nous avions recueilli sur les tuiles des murs de la station de Beau-Site des *Xanthoria parietina*. Ils étaient mélangés avec quelques rares Physcia et quelques Algues vertes : Pleurocoques, Cystocoques, Coccobotrys.

La récolte avait été faite après trois semaines de beau temps, ce qui avait permis à ces plantes d'être très sèches et à leur faune de passer à l'état de vie latente.

Avant de préparer les expériences, nous avions humecté, avec de l'eau stérilisée, quelques-uns de ces Lichens, pendant plusieurs heures, et examiné leur reviviscence au microscope. Les hyphes étaient encore vivants ainsi que leurs gonidies et les Algues vertes précitées.

La faune comprenait des Rotifères, *Callidina constricta*, des *Hypsibius Oberhäuseri*, quelques *Milnesium tardigradum* et de rares Anguillules du genre *Plectus*, qui s'agitaient.

De cette récolte, nous préparâmes trois lots de deux grammes chacun. Le premier placé dans un tube stérilisé fermé avec du coton, le deuxième dans un tube stérilisé contenant du chlorure de calcium séparé des organismes par un peu de coton hydrophile. Dans celui-ci, nous fîmes, avec la pompe moléculaire, un vide relatif de 2cm de mercure de pression, et le fermâmes à la flamme. Enfin

(1) P. Becquerel, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 978.

les Lichens du troisième lot furent partagés dans quatre tubes plus petits, et nous les avons desséchés avec la pompe en quartz de Langmuir jusqu'à ce que le vide au 1/10000 ne renfermât plus de traces de vapeur d'eau, ce qu'indiquait un tube témoin où l'on faisait passer un courant électrique; puis ces tubes furent scellés à la flamme. Ces récipients furent enfermés dans un tiroir à l'abri de la lumière. Rapportés à Paris le 15 avril dernier, nous avons fait des expériences à la température de l'air liquide à 189°.

Auparavant, nous avions constaté sur des échantillons de ces trois lots le pouvoir de reviviscence des organismes. Après humectation, les essais démontrèrent que dans le premier lot, il y avait à l'air libre une forte baisse de la faculté de reviviscence pour les hyphes et les spores des Lichens, sauf pour les gonidies; les Algues avaient conservé leur vitalité. Les Rotifères et les Tardigrades qui s'agitaient étaient plus rares. Par contre, dans l'air sec raréfié et dans le vide, la conservation de la vie latente était la même qu'il y a six ans. C'est alors que nous plongeâmes très lentement, au contact de l'air liquide, les trois lots où ils séjournèrent 336 heures.

Après refroidissement lent, puis humectation, pendant trois heures, nous avons constaté, au microscope, la reviviscence des organismes. Elle a été la même qu'avant l'action de la basse température. Très rare pour les organismes conservés à l'air libre, plus parfaite pour l'air raréfié sec et le vide. *Ainsi, les Xanthoria parietina desséchés dans le vide, accompagnés des Algues vertes, des Callidina, des Hypsibius et des Milnésium, ont repris leur vie active au bout de six ans, après avoir subi pendant deux semaines l'action de la basse température de l'air liquide sans que leur pouvoir de reviviscence ait paru atteint.* Dans ces conditions exceptionnelles, pendant le refroidissement, l'anaéroanhydrobiose est devenue une anabiose totale. En effet, le protoplasma solidifié, synérésé par la congélation, avait perdu toute trace d'eau libre, de gaz, en même temps que son état colloïdal, et cependant au dégel, lorsque les molécules protéiques eurent repris leur liaison avec les molécules d'eau, et absorbé l'énergie nécessaire, les phénomènes physicochimiques de la vie revinrent. Or cette faculté de reviviscence pourrait-elle durer plus que six ans? Certainement plus longtemps; car nous avons déjà conservé des Pleurocoques, des Tribonemas dans le vide sec à l'obscurité pendant 26 ans. Mais si avec le vide le plus élevé, la plus basse température est maintenue, on ne peut assigner de limites à l'anaéroanhydrobiose. Le protoplasma solidifié, desséché, congelé, soustrait aux radiations, paraît complètement stabilisé. Seule, une expérience prolongée pendant une durée considérable l'indiquerait. La nature réalise peut-être quelque part cette expérience, au moins pour la congélation dans la glace. Il se peut qu'il existe des germes, des organismes gelés encore reviviscents, depuis des milliers d'années dans ou sous les glaces qui ensevelissent le Pôle Sud sous une épaisseur de plusieurs milliers de mètres. Des sondages nous les feraient connaître.

D'autre part, cette étonnante faculté du protoplasme des Lichens, des Algues, des Animaux reviviscents, d'être doués de synérèse colloïdale réversible sans qu'il y ait coagulation, comme nous l'avons découvert dans les cellules de certaines Mousses ([2]), nous explique comment ces êtres se maintiennent dans les contrées les plus désolées de la Terre, autour du Pôle Nord et au Pôle Sud, où ils attendent, gelés pendant dix mois de l'année entre —10° et —60° C., le dégel pour ne vivre que deux mois seulement entre 0° et 25° C.

Enfin, ces faits reculent les limites de la vie. Ils apportent des arguments nouveaux à l'hypothèse de l'existence d'une végétation particulière dans la planète Mars, à laquelle seraient dus les changements saisonniers de coloration. En effet, comme dans nos expériences, la raréfaction extrême de l'atmosphère, les écarts de température entre le jour et la nuit, entre l'hiver et l'été, entre —100° et +30°, n'empêcheraient pas de subsister une flore de Cryptogames et une faune d'animalcules xérophiles reviviscents.

M. **René Barthélemy** fait hommage à l'Académie d'une plaquette consacrée à ses principaux travaux et intitulée : *Contribution à l'étude des Analyseurs électroniques. L'Iconoscope. L'Isoscope, précédée de quelques souvenirs.*

DÉSIGNATIONS.

MM. **Emmanuel de Martonne**, Membre de l'Académie, **André Cholley**, **Henri Baulig**, **Pierre Gourou**, **Maximilien Sorre**, **Aimé Perpillou** sont désignés pour représenter la France au Congrès International de Géographie, qui aura lieu à Lisbonne, le 21 septembre 1948.

MM. **Charles Maurain**, **Henri Villat**, **Louis de Broglie**, **Albert Caquot**, **Jean Chazy**, **Joseph Pérès**, **Emmanuel de Martonne**, **Charles Laubry**, **Henri Beghin**, **Pierre Lejay**, **Donatien Cot** sont désignés pour représenter l'Académie à l'inauguration du **Laboratoire Central d'Hydraulique**, qui aura lieu à Maisons-Alfort, le 3 juin 1948.

CORRESPONDANCE.

Le Secrétaire général du Premier **Congrès International de Physiopathologie, de la Reproduction animale et de Fécondation artificielle** informe l'Académie de l'ouverture de ce Congrès qui aura lieu à Milan, le 23 juin 1948.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Faune de France. 48. *Coléoptères hydrocanthares*, par M. Félix Guignot.

2° Encyclopédie biogéographique et écologique. I. *Essai de bryogéographie de la Péninsule Ibérique*, par Pierre Allorge (présenté par M. Roger Heim).

([2]) *Comptes rendus*, **206**, 1939, p. 746.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une propriété des polynomes de Lagrange.* Note (*) de M. **François Leja**, présentée par M. Paul Montel.

Soit F une courbe située sur la frontière d'un domaine infini $\mathcal{D}$ contenant le point $z=\infty$ dans son intérieur. Faisons correspondre à chaque nombre $n=1, 2, \ldots$, un système de $n+1$ points différents quelconques $\xi_0^{(n)}$, $\xi_1^{(n)}, \ldots, \xi_n^{(n)}$ appartenant à F. Ce système sera désigné aussi par une seule lettre $\xi^{(n)}$

(1) $$\xi^{(n)}=\{\xi_0^{(n)}, \xi_1^{(n)}, \ldots, \xi_n^{(n)}\} \qquad (n=1, 2, \ldots).$$

Les $n+1$ polynomes de degré n

(2) $$\mathcal{L}_n^{(i)}(z; \xi^{(n)})=\prod_{\substack{k=0\\k\neq i}}^{n} \frac{z-\xi_k^{(n)}}{\xi_i^{(n)}-\xi_k^{(n)}} \qquad (i=0, 1, \ldots, n)$$

seront dits *polynomes de Lagrange* correspondant au système (1).

Partageons F en deux courbes F_1 et F_2 sans points communs et supposons que, parmi les points (1), les $\mu=\mu(n)$ initiaux appartiennent à F_1 et les $\nu=\nu(n)$ restants à F_2; donc

$$\mu+\nu=\mu(n)+\nu(n)=n+1,$$

(3) $$\xi_0^{(n)}, \xi_1^{(n)}, \ldots, \xi_{\mu-1}^{(n)} \quad \text{appartiennent à } F_1,$$

(4) $$\xi_\mu^{(n)}, \xi_{\mu+1}^{(n)}, \ldots, \xi_n^{(n)} \quad \text{» à } F_2.$$

L'ensemble $F=F_1+F_2$ est, par définition, borné et fermé; supposons que F_1 soit aussi fermé et que l'on ait $\mu\geqq 1$; $\nu\geqq 0$.

Soit z un point quelconque fixe du plan. Désignons par $M_n^{(1)}(z)$ le plus grand des modules $|\mathcal{L}_n^{(i)}(z; \xi^{(n)})|$, $(i=0, 1, \ldots, \mu-1)$,

(5) $$M_n^{(1)}(z)=\max_{(i=0,\ldots,\mu-1)} |\mathcal{L}_n^{(i)}(z; \xi^{(n)})|$$

et, pareillement, posons

(6) $$M_n^{(2)}(z)=\max_{(i=\mu,\ldots,n)} |\mathcal{L}_n^{(i)}(z; \xi^{(n)})|.$$

La quantité (6) n'est définie que si $\nu>0$; si $\nu=0$, posons par définition $M_n^{(2)}(z)=0$.

Observons que le plus grand des nombres $M_n^{(1)}(z)$ et $M_n^{(2)}(z)$ n'est jamais plus petit que $\frac{1}{n+1}$, ce qui résulte de l'identité $\sum_{i=0}^{n}\mathcal{L}_n^{(i)}(z; \xi^{(n)})\equiv 1$. Dans le cas où le point z est identique, quel que soit n, avec un des points (4) on a $M_n^{(1)}(z)=0$

(*) Séance du 19 avril 1948.

et $M_n^{(2)}(z) = 1$ pour $n = 1, 2, \ldots$, et par suite,

$$\lim_{n \to \infty} \sqrt[n]{M_n^{(1)}(z)} = 0 \quad \text{et} \quad \lim_{n \to \infty} \sqrt[n]{M_n^{(2)}(z)} = 1.$$

On démontre que

I. *Si z_0 est un point de la partie F_2 de F et*

(8) $$\liminf_{n \to \infty} \sqrt[n]{M_n^{(2)}(z_0)} < 1,$$

on a

(9) $$\limsup_{n \to \infty} \sqrt[n]{M_n^{(2)}(z_0)} > 1.$$

Il s'ensuit que si les modules de ceux des polynomes (2) qui correspondent aux points (4) deviennent très petits en un point de F_2, les modules de ceux qui correspondent aux points (3) augmentent avec n comme $(1+\varepsilon)^n$, où $\varepsilon > 0$.

Ce théorème peut être déduit d'un résultat antérieur [1] que voici : Soit E un ensemble fermé et borné quelconque de points du plan. Désignons par $\mathcal{D}(E)$ le plus grand domaine connexe contenu dans l'ensemble complémentaire à E et contenant le point $z = \infty$, et soit

(10) $$\zeta = \{\zeta_0, \zeta_1, \ldots, \zeta_n\}$$

un système de $n+1$ points de E et $\mathcal{L}_n^{(i)}(z;\zeta) = \prod_{k=0, k \neq i}^{n} (z-\zeta_k)/(\zeta_i - \zeta_k)$, $i = 0, 1, \ldots, n$,

les polynomes de Lagrange correspondant au système (10). Désignons encore par $\mathcal{L}_n(z, E)$ la borne inférieure du plus grand des modules

$$|\mathcal{L}_n^{(i)}(z;\zeta)|, \qquad i = 0, 1, \ldots, n,$$

lorsque n et z étant fixes le système (10) varie dans E

(11) $$\mathcal{L}_n(z, E) = \inf_{\zeta \in E} \{\max_{(i)} |\mathcal{L}_n^{(i)}(z;\zeta)|\}, \qquad n = 1, 2, \ldots.$$

II. *Si le diamètre transfini de E est positif, la suite $\{\sqrt[n]{\mathcal{L}_n(z, E)}\}$ tend en chaque point fini du plan vers une limite finie $\mathcal{L}(z, E) = \lim_{n \to \infty} \sqrt[n]{\mathcal{L}_n(z, E)}$ jouissant des propriétés suivantes* :

1° $\mathcal{L}(z, E) = 1$ *en dehors du domaine* $\mathcal{D}(E)$;

2° $\mathcal{L}(z, E) > 1$ *dans le domaine* $\mathcal{D}(E)$; $\log \mathcal{L}(z, E)$ *étant identique à la fonction de Green classique ou généralisée du domaine* $\mathcal{D}(E)$ *avec le pôle* $z = \infty$.

Ajoutons que le théorème I peut être complété comme il suit : *Lorsque le nombre $\nu = \nu(n)$ des points (4) situés sur F_2 remplit la condition $\lim_{n \to \infty} \nu(n)/n = 0$, la limite supérieure (9) n'est pas plus petite que $\mathcal{L}(z_0, F_1)$.* D'autre part, le théorème I reste vrai dans le cas où F est la frontière d'un domaine contenant le point $z = \infty$ dans son intérieur.

---

[1] *Ann. de la Soc. Polon. de Mathém.*, **12**, 1934, p. 57-71 et **18**, 1945, p. 4-11.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la moyenne d'un élément aléatoire abstrait.* Note (*) de M. **Shafik Doss**, transmise par M. Émile Borel.

M. Fréchet a donné une définition de la moyenne d'un élément aléatoire choisi au hasard dans un espace distancié quelconque ([1]). Nous allons donner une autre définition qui ne semble équivalente à la sienne que dans les cas les plus simples. A cet effet, on peut d'abord démontrer que sur la droite euclidienne, (ξ, η) désignant la distance des deux points ξ, η, la valeur moyenne a d'un nombre aléatoire X est caractérisée par la relation

$$(a, \lambda) \leqq \mathfrak{M}(X, \lambda) \quad \text{quel que soit } \lambda, \tag{1}$$

où λ désigne un nombre certain et $\mathfrak{M}$ la valeur moyenne classique donnée par l'intégrale de Lebesgue-Stieltjès.

La définition (1) garde un sens pour un espace *distancié* quelconque E, X désignant un élément aléatoire de l'espace E, λ un élément certain quelconque de E. On pourra donc généraliser et dire qu'un élément certain a est moyenne de X s'il possède la propriété (1).

Propriétés de la nouvelle moyenne. I. — A. Soient X et Y deux éléments aléatoires définis simultanément à chaque épreuve, $\mathfrak{M}_Y$ et a_Y désignant des moyennes conditionnées, on aura si b désigne une moyenne de a_Y

$$\mathfrak{M}_Y(X, \lambda) \geqq (a_Y, \lambda) \qquad \text{quel que soit } \lambda,$$
$$\mathfrak{M}(X, \lambda) = \mathfrak{M}\mathfrak{M}_Y(X, \lambda) \geqq \mathfrak{M}(a_Y, \lambda) \geqq (b, \lambda) \qquad \text{quel que soit } \lambda,$$

ce qui montre que b est une moyenne de X.

B. Soient X_1, X_2, ..., X_n des éléments aléatoires, l'analogue de $\Sigma X_i/n$ sera tout élément aléatoire Z_n tel que

$$\sum_{i=1}^{n} (X_i, \lambda) \geqq n(\mathfrak{Z}_n, \lambda),$$

quel que soit λ.

Si les X_i ont même distribution que X, toute moyenne de Z_n est aussi une moyenne de X.

Dans ce même cas, si l'espace E est *séparable* et si les X_i sont *indépendants*, il y a une probabilité égale à 1 que les points d'accumulation de $\mathfrak{Z}_n$ soient moyennes de X. En particulier si l'espace E est tel que les sphéroïdes y soient

---

(*) Séance du 22 mars 1948.

([1]) *L'intégrale abstraite d'une fonction abstraite d'une variable abstraite et son application à la moyenne d'un élément aléatoire de nature quelconque* (*Revue Scientifique*, 82e année, 1944, p. 483-512, spécialement). Cette définition a été généralisée et précisée par M. Fréchet dans un article en cours d'impression dans les *Ann. Inst. H. Poincaré.*

compacts et si X n'a qu'une valeur moyenne a, $\mathfrak{Z}_n$ converge *presque certainement* vers a.

II. Considérons le cas plus particulier où E est un espace *vectoriel* distancié *complet*. On a alors les propriétés suivantes :

C. a étant une moyenne de l'élément aléatoire U et n désignant un nombre réel certain, na est moyenne pour nU;

C'. N désignant un nombre réel aléatoire, ν étant sa valeur moyenne et u un élément certain de E, νu est une moyenne pour Nu;

D_1. Si a est une moyenne pour U, b pour V, c pour U + V, $a + b$ et c sont moyennes d'un même élément W;

E. Si a est moyenne pour U, on a

$$\|a\| \leq \mathfrak{M}\|U\|.$$

Si l'on introduit la condition :

D_2. Si a est moyenne pour X et si λ est certain, $a - \lambda$ est moyenne pour $X - \lambda$;

On voit que les conditions D_2, E sont équivalentes à notre définition (1), laquelle, comme on l'a vu, implique C, C' et E.

Si l'on observe maintenant que les conditions C', D, E [2] impliquent D_2, E, on voit que C est une conséquence des trois conditions C', D, E.

III. Dans le cas où la norme dans l'espace vectoriel E est une fonctionnelle linéaire du second ordre, si la moyenne de M. Fréchet [1] basée sur l'extension de la notion d'intégrale existe, elle est définie de façon univoque par (1).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur une nouvelle définition des positions typiques d'un élément aléatoire abstrait.* Note (*) de M. **Maurice Fréchet**, transmise par M. Émile Borel.

Dans la Note précédente, M. Shafik Doss a proposé une définition très intéressante. J'avais donné dans le Mémoire qu'il cite, deux définitions de la moyenne d'un élément aléatoire abstrait, les premières, à ma connaissance. L'une, basée sur une généralisation convenable de la notion d'intégrale, n'était valable que dans un espace vectoriel distancié. L'autre était valable dans un espace distancié quelconque; mais dans le cas où l'élément aléatoire n'était pas *quadratiquement borné en moyenne*, il m'a fallu la *prolonger* ultérieurement par un passage à la limite convenable. La définition de M. Shafik Doss a l'avantage d'éviter cette distinction.

---

(2) *Voir* le Mémoire de M. Fréchet où les conditions C, C', E, ainsi que la condition D (si a est moyenne pour U et b pour V, $a + b$ est moyenne pour U + V) sont introduites.

(*) Séance du 22 mars 1948.

J'avais pu étendre ma seconde définition de la moyenne et donner une définition des positions typiques d'ordre k dont ma définition de la moyenne n'était que le cas particulier où $k=2$, et qui correspond pour $k=1$ à celle de la valeur équiprobable. Il est intéressant d'observer que la définition de M. Shafik Doss se prête à une extension analogue de la façon suivante. Soit T une définition d'une *valeur typique* TN d'un *nombre* aléatoire non négatif N. Si X est un élément *abstrait* choisi au hasard dans un espace distancié quelconque $\mathfrak{D}$, et s'il existe un élément certain γ, de $\mathfrak{D}$ tel que, quel que soit l'élément certain λ, de $\mathfrak{D}$, on ait

$$(\gamma, \lambda) \leqq \mathrm{T}(X, \lambda),$$

on pourra dire que γ est *une position typique* $\mathfrak{T}$X, de X, dans le sens correspondant *à la définition* T.

Une telle définition ne réussira pas quelle que soit la définition T. Et cela même si l'on se restreignait au cas où X est un nombre aléatoire. La Note de M. Doss montre déjà cependant au paragraphe III que cette définition donne au moins un résultat satisfaisant quand TN est la moyenne au sens classique et quand X est pris dans un espace euclidien ou dans l'espace de Hilbert. Si l'on prend pour TN : soit toute valeur *équiprobable* de N, soit toute valeur *dominante* de N, on s'aperçoit que déjà dans le cas particulier où X est un *nombre* aléatoire, la définition de $\mathfrak{T}$X, qui correspond à TN, n'est pas exactement [1] celle qui lui correspond dans le langage classique. Mais, dans ces deux cas, $\mathfrak{T}$X est au moins aussi typique que dans la définition classique, de sorte que notre extension reste justifiée.

MÉCANIQUE DES MILIEUX CONTINUS. — *Sur deux théorèmes généraux de la dynamique d'un milieu incompressible illimité.* Note de M. **Jean-Jacques Moreau**, présentée par M. Henri Villat.

Lorsqu'on envisage un milieu continu s'étendant à l'infini, dans les conditions usuelles de l'hydrodynamique les intégrales qui définiraient la résultante cinétique et le moment cinétique de l'ensemble du milieu ne convergent pas. On est ainsi privé du secours de ces éléments pour l'étude des efforts que subissent des corps immergés.

Dans le cas d'un *milieu incompressible* à trois dimensions, nous formons, à partir du vecteur tourbillon $\vec{\omega}$ deux quantités qui suppléent dans ce cas à la déficience des éléments cinétiques, et s'y relient d'ailleurs lorsque ceux-ci sont

---

(1) Par exemple, si X est un nombre nécessairement égal à a, b, ou c $(a < b < c)$ avec les probabilités respectives p, q, r, et si l'on prend pour TN la dominante de N, $\mathfrak{T}$X sera la dominante de X si celle-ci a une probabilité supérieure à 1/2, mais pas nécessairement dans le cas contraire.

définis; ce sont les intégrales vectorielles :

$$\vec{I} = \iiint \overrightarrow{OM} \wedge \vec{\omega}\, d\tau, \qquad \vec{J} = -\iiint OM^2 \vec{\omega}\, d\tau,$$

où O désigne un point origine fixe.

Considérant d'abord un milieu emplissant tout l'espace, nous montrons que

$$\rho \frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{R}, \qquad \rho \frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{H},$$

ρ densité du milieu, $\vec{R}$ et $\vec{H}$ résultante et moment résultant en O des forces extérieures, *autres que celles qui dérivent d'un potentiel*, appliquées au milieu. Pour la première relation nous devons supposer, si u, ω sont les grandeurs de la vitesse et du tourbillon et T_{ik} la tenseur des efforts intérieurs, que ru, $r^3\omega$, $r^2 T_{ik}$ tendent vers zéro à l'infini. Pour la seconde relation il doit en être encore de même avec $r^3 u^2$, $r^4\omega$, $r^3 T_{ik}$. Ces conditions sont remplies dans un fluide, parfait ou visqueux, tiré du repos par une action perturbatrice localisée à distance finie.

En particulier, pour un milieu emplissant tout l'espace et soumis à la seule pesanteur, $\vec{I}$ et $\vec{J}$ sont invariants.

Ces résultats ne prennent leur plein intérêt que grâce au fait suivant. Ils sont encore valables lorsque le milieu est partagé en plusieurs portions astreintes seulement à l'*adhérence*, c'est-à-dire telles qu'à la traversée des surfaces séparatrices les composantes de la vitesse soient continues, mais non nécessairement leurs dérivées. C'est ce qu'on établit en transformant les intégrales triples en intégrales de surface qui portent sur les efforts superficiels, sur les vitesses, et sur la composante normale du tourbillon, laquelle ne dépendant que des vitesses sur la surface doit être continue. Si d'ailleurs il y a dans le milieu des surfaces de glissement, on pourra encore appliquer les relations précédentes en assimilant, comme il est classique, ces discontinuités à des répartitions superficielles de tourbillons qu'on fera entrer sous une forme convenable dans les expressions $\vec{I}$ et $\vec{J}$. De même, la présence de lignes tourbillonnaires n'est pas exclue.

On en déduit alors une expression en fonction des tourbillons pour la résultante et le moment résultant des actions que subissent des corps immergés animés de mouvements connus. Cela conduit notamment à la synthèse immédiate de divers résultats classiques concernant les fluides parfaits. (Expressions de la résultante et du moment résultant des efforts en fonction des vitesses sur la surface de l'obstacle, paradoxe de d'Alembert, etc.)

Le caractère essentiel de cette théorie est l'élimination des forces de potentiel, inactives dans la dynamique d'un milieu incompressible, ainsi que de la pression, laquelle, du point de vue mathématique, n'est dans ce cas qu'une variable

auxiliaire, la *réaction* ou le *multiplicateur* corrélatif de la liaison d'incompressibilité.

Le cas de deux dimensions se prête à des développements analogues. Le tourbillon étant alors défini par un scalaire ω, on forme l'intégrale vectorielle

$$\vec{I} = -2\vec{z} \wedge \iint \overrightarrow{OM}\, \omega\, d\sigma,$$

($\vec{z}$ vecteur unité normal au plan) et l'intégrale scalaire

$$J = -\iint OM^2\, \omega\, d\sigma,$$

dont les dérivées se relient comme précédemment à la résultante et au moment résultant des forces sans potentiel appliquées au milieu. En ce qui concerne l'expression de la résultante, on doit supposer que ru^2, $r^3\omega$, rT_{ik} tendent vers zéro à l'infini, et pour le moment résultant qu'il en est encore de même avec ru, $r^4\omega$, $r^2 T_{ik}$. On pourra admettre dans le milieu des lignes de glissement ou des centres tourbillonnaires en les faisant entrer dans les expressions de $\vec{I}$ et J.

Précisons que l'annulation de ru n'a pas lieu dans un mouvement irrotationnel à circulation : nous montrons que le théorème du moment est cependant encore valable dans ce cas.

Cela nous permet de retrouver très simplement de nombreux résultats classiques de l'hydrodynamique à deux dimensions : fixité du centre de gravité des *masses tourbillonnaires* et invariance de leur moment d'inertie pour un fluide parfait, et même visqueux, emplissant tout le plan; expressions équivalentes aux formules de Blasius pour les efforts subis par un corps immergé dans un fluide parfait; cas de mouvements non permanents; sustentation par émission de tourbillons. Le rôle des éléments I et J apparaît ainsi comme fondamental dans toutes les théories tourbillonnaires.

ÉLASTICITÉ. — *Expériences concernant l'homogénéité élastique des métaux.* Note (*) de MM. **Constantin Sălceanu** et **Marius Borneas**, présentée par M. Aimé Cotton.

Des expériences faites antérieurement ([1]), se basant sur la détermination du décrément logarithmique, ont montré la variation de la viscosité des fils métalliques, avec l'amplitude des oscillations. Les auteurs de ces expériences avaient travaillé avec des fils métalliques préparés préalablement, soumis à un traitement nécessitant un temps de longue durée.

Dans nos expériences, nous avons cherché l'influence de la traction sur la

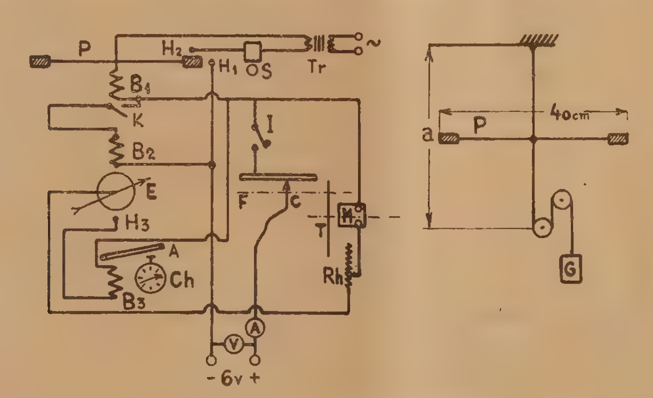
(*) Séance du 26 avril 1948.

([1]) Subrahmaniam et Gunnaiya, *Phil. Mag.*, 1925, p. 711-716; 1926, p. 1074; 1927, p. 852.

période d'oscillation d'un pendule de torsion et nous avons constaté des variations de cette période. Comme ces variations sont de l'ordre du centième de seconde, il a fallu imaginer une méthode électrique rigoureuse, grâce à laquelle on a pu s'assurer de l'exactitude des mesures pour 30 périodes pendulaires complètes avec une erreur de $\pm 0,01$ seconde. Dans ce but, nous avons assuré la marche des mesures à partir d'une même amplitude. Dans le schéma électrique figuré le pendule de torsion P est formé par une tige métallique creuse supportant à ses extrémités deux poids de 25 grammes chacun et établit un contact électrique, par l'intermédiaire d'un fil d'acier très fin, avec la goutte de mercure H_i. Le courant très faible débité par la source d'une batterie d'accus de 6 volts, agissait sur le relais B_1 qui, fermant le contact K, permettait le passage d'un courant puissant dans la bobine B_2. Celle-ci faisait attirer l'armature de la montre-pendule E qui avançait de cette manière d'un cran.

Le phénomène se répète pour chaque contact du pendule avec la goutte de mercure H_i. De cette façon l'aiguille de la pendule E avance d'un mouvement rythmique sur le cadran en touchant dans sa plus basse position la goutte de mercure H_3 qui permet le passage d'un courant dans la bobine B_3. Celle-ci, attirant l'armature A, appuie sur le bouton du chronomètre Ch qui permet la lecture à un centième de seconde. Deux passages consécutifs de l'aiguille de la pendule contre la goutte de mercure H_3 faisait marquer 30 oscillations dont la durée est enregistrée par le chronomètre. Le contact C, actionné par le moteur M, par la transmission T et la vis sans fin F, interrompt automatiquement tous les circuits, une fois que 30 oscillations se sont effectuées.

Le courant alternatif d'une sonnerie S assure l'amplitude rigoureusement



constante de la première oscillation pendulaire par le contact de mercure H_2. La constance de la longueur du fil de torsion a été maintenue par le montage indiqué dans la figure, où la tige horizontale est toujours attachée au milieu du fil. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant :

	Acier.	Fer.	Argent.	Aluminium.	Cuivre.
Diamètre (cm).....	0,05	0,05	0,06	0,1	0,11
Longueur a (cm)...	16	10	10	24	50
0,5 kg	–	–	–	44,52 sec	–
1,5 »	–	77,22 sec	–	44,39 »	–
2,5 »	79,02 sec	76,80 »	78,31 sec	44,26 »	41,77 sec
3,5 »	78,87 »	76,10 »	78,00 »	44,16 »	41,68 »
4,5 »	78,61 »	75,71 »	77,80 »	44,11 »	41,62 »
5,5 »	78,41 »	75,64 »	77,60 »	44,10 »	41,59 »
6,5 »	78,29 »	–	–	44,09 »	41,58 »
8 »	78,28 »	–	–	44,09 »	41,58 »

Le phénomène est réversible pour les tensions que nous avons appliquées pendant des intervalles de temps relativement courts. En soumettant au préalable un fil de cuivre à un effort poussé jusqu'à sa rupture, l'effet a cessé de se manifester. De même un fil d'acier, qui avait été soumis à une traction continue pendant des années, ne le manifeste pas.

Les expériences décrites constituent une méthode qui rend compte de la manière dont se comportent les fils métalliques pour arriver à l'état d'homogénéité élastique qui correspond au palier obtenu dans le cas de nos expériences. Elle constitue aussi une limite à partir de laquelle commencent les expériences des auteurs cités.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la visualisation chronophotographique des écoulements gazeux.* Note de M. **Joseph-Maurice Bourot**, présentée par M. Henri Villat.

Considérons l'écoulement d'un fluide F à l'intérieur d'une tuyère ou autour d'un obstacle S. Lorsque cet écoulement aura atteint son état de régime, il sera caractérisé par un champ vectoriel $\overline{V_{SF}(M)}$, qu'il s'agit de déterminer expérimentalement. On sait que la méthode chronophotographique de visualisation consiste à injecter dans le fluide des particules solides P, de très petites dimensions, et à déterminer leurs vitesses relativement à un appareil photographique, en général lié à l'obstacle ou à la tuyère.

Désignons par $\overline{V_{SP}(M)}$ et $\overline{J_{SP}(M)}$ les vitesse et accélération, relativement au système S, d'une particule P, qui, à l'instant t, coïncide avec le point M du champ; définissons par M′ sa position à l'instant $t+dt$, et soit M″ un point du fluide, très voisin des précédents, où ne passe aucune particule dans l'intervalle de temps ainsi défini. On établit la validité de la relation

$$(1)\qquad \overline{J_{SP}}(M)+K\left[\overline{V_{SP}}(M)-\overline{V_{SP}}(M'')+\overline{MM''}\left(\overline{\overline{\text{grad}}}\,V\right)_{M''}\right]=0,$$

$\overline{\overline{\text{grad}}}\,V$ étant le tenseur mixte de deuxième ordre associé au champ de vitesses, et K un coefficient qui dépend des caractéristiques d'inertie de la particule et de la viscosité μ du fluide.

Pour fixer les idées, nous considérerons dans cette Note un écoulement permanent à plan directeur, et nous nous placerons en un point où l'accélération des particules est positive. Nous obtenons dans ces conditions

$$(2)\quad \begin{cases} \left[\dfrac{V^2}{R}\right]_{SP}(M) = K\, V_{SF}(M)\sin\alpha, \\ V_{SP}(M') - V_{SP}(M) = K\, MM' \dfrac{V_{SF}(M)\cos\alpha - V_{SP}(M)}{V_{SP}(M)}. \end{cases}$$

Le vecteur $\overline{V_{SF}(M)} = \overline{V_{SF}(MM'')} - \overline{MM''}$. $(\overline{\text{grad}\, V})_{M''}$ représente la vitesse de l'élément fluide qui passe en M, quand le domaine de ce point n'est plus occupé par une particule P; α désigne l'angle (V_{SF}, V_{SP}) et R_{SP} le rayon de courbure de la trajectoire de la particule. Posons $\lambda = (V_{SP} - V_{SF})/V_{SP}$, il vient

$$(3)\quad \begin{cases} (1-\lambda)\sin\alpha = \dfrac{1}{k}\left[\dfrac{V}{R}\right]_{SP}(M), \\ (1-\lambda)\cos\alpha = 1 + \dfrac{1}{k}\,\dfrac{V_{SP}(M') - V_{SP}(M)}{MM'}. \end{cases}$$

En réalité, le coefficient K dépend, non seulement des caractéristiques de la particule, mais aussi de la position du vecteur $\overline{V_{FP}}$ par rapport à ses axes d'inertie de cette particule. Pour préciser cette influence, M. Moreau a considéré des particules circulaires minces, de diamètre d et de masse m, en mouvement dans un fluide de viscosité μ; soit θ l'angle de $\overline{V_{FP}}$ avec l'axe du disque : le rapport Km/dp varie entre 8 pour $(\theta = 0)$ et 5,4 pour $(\theta = \pi/2)$. Pour des disques elliptiques, la variation est d'ordre comparable.

Les relations (3), dont la discussion graphique est aisée, sont susceptibles de deux applications fondamentales :

1° Étant donné un cliché chronophotographique, supposons connue, pour l'ensemble des particules en suspension, une limite inférieure de K : les relations (3) donnent, pour chaque point, une limite supérieure des paramètres α et λ, et l'on peut juger si le cliché qui représente les trajectoires particulaires visualise correctement le champ aérodynamique, sans qu'il soit besoin pour cela d'avoir *a priori* un renseignement quelconque sur la configuration réelle de ce champ.

2° La discussion précédente permet, d'autre part, lorsqu'on a des connaissances théoriques sur l'écoulement à explorer, de déterminer les poudres qu'il convient d'utiliser pour que les paramètres α et λ restent inférieurs à certaines valeurs fixées à l'avance. On démontre à ce sujet que, moyennant quelques conditions peu restrictives, on peut encore appliquer les relations (3) en y remplaçant V_{SP} et R_{SP} par les grandeurs V_{SF} et R_{SF}, supposées connues : chacune des relations donne alors une limite inférieure de K; on effectuera donc les calculs pour quelques points judicieusement choisis, et l'on prendra des particules de coefficient supérieur à la plus grande des limites trouvées.

On peut expérimentalement obtenir des particules, pour lesquelles le coefficient K admet une limite donnée, en entraînant les poudres brutes du commerce par un courant d'air de vitesse très faible c. Les particules ainsi recueillies sont telles que

$$K \geq \frac{g}{c},$$

g étant l'accélération de la pesanteur.

La grandeur $g/c = K_0^*$ caractérise donc l'aptitude globale de la poudre obtenue à donner de bonnes visualisations. Par une sélection soignée, on atteint, pour l'air, la valeur $K_0 = 50\,000$ c. g. s. Pour fixer les idées, si l'on adopte les limites $\alpha \leq 1^\circ,5$ et $\lambda \leq 0,01$, la poudre en question permettra de représenter correctement une trajectoire fluide, de rayon de courbure 1^{cm}, parcouru à 12 m/s; elle décelera fidèlement une variation de vitesse de 5 m/s par centimètre.

Notons que les poudres brutes les plus fines ont un coefficient moyen de l'ordre de 12 000.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *L'expérimentation des tuyères thermopropulsives sur modèles réduits*. Note (*) de MM. **René Leduc** et **Jean Villey**, présentée par M. Albert Caquot.

L'expérimentation des tuyères thermopropulsives ([1]) sur modèles réduits semble *a priori* impossible, parce que l'on ne peut pas réduire à volonté le parcours nécessaire pour obtenir la combustion complète. Il semble alors que l'on doive abandonner l'espoir de perfectionner ces propulseurs par le procédé d'étude si fécond qu'est l'expérimentation en soufflerie aérodynamique.

Une telle conclusion serait grave : les mises au point, alors réalisables seulement sur l'appareil lui-même en vraie grandeur, donc sur avion-laboratoire en vol, seraient si longues et si coûteuses qu'on devrait se contenter de résultats peut-être très éloignés de l'optimum accessible par une expérimentation méthodique complète.

Tout ce qui concerne la bonne réalisation de la combustion exige effectivement des essais en vraie grandeur. Mais un artifice permet heureusement de réaliser sur modèles réduits tous les essais relatifs aux détails des formes aérodynamiques, et même ceux qui concernent la répartition des apports de chaleur.

En effet, la poussée propulsive est la résultante de toutes les pressions appliquées sur les parois internes de la tuyère. Or, la même répartition des pressions p peut être obtenue en substituant aux apports de chaleur des réduc-

(*) Séance du 26 avril 1948.

([1]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 52, 461 et 638.

tions de section par l'introduction, dans la tuyère, d'un corps de révolution coaxial de profil convenable.

La présence de ce corps coaxial, immobilisé par des supports indépendants, est équivalente, au point de vue de la poussée aérodynamique sur la tuyére elle-même, à l'apport des quantités d'énergie thermique δq libérées par la destruction d'énergie potentielle chimique dans la combustion. Nous pourrons dire que nous avons ainsi introduit une *combustion figurée*, qui est susceptible de réduction par similitude géométrique comme la tuyère elle-même.

On peut déterminer son profil de proche en proche en utilisant les équations aux dérivées logarithmiques introduites par l'un de nous ([2]) pour l'étude des écoulements non isentropiques des gaz parfaits. Elles s'écrivent

$$(1) \qquad \frac{du}{u} = \frac{1}{1-\xi}\left[-\frac{ds}{s} + \xi(\gamma-1)\frac{\delta q}{u^2} + \xi\gamma\frac{\delta w}{u^2}\right],$$

$$(2) \qquad \frac{dv}{v} = \frac{\xi}{1-\xi}\left[-\frac{ds}{s} + (\gamma-1)\frac{\delta q}{u^2} + \gamma\frac{\delta w}{u^2}\right],$$

$$(3) \qquad \frac{dT}{T} = \xi\frac{\gamma-1}{1-\xi}\left[\frac{ds}{s} + (1-\xi\gamma)\frac{\delta q}{u^2} - \xi\gamma\frac{\delta w}{u^2}\right],$$

$$(4) \qquad \frac{dp}{p} = \xi\frac{\gamma}{1-\xi}\left[\frac{ds}{s} - \xi(\gamma-1)\frac{\delta q}{u^2} - \left(1+\xi(\gamma-1)\right)\frac{\delta w}{u^2}\right].$$

Dans le cas de la combustion réelle, la section s se confond avec la section S de la tuyère, et les apports de chaleur δq réalisés aux divers endroits sont supposés connus.

Dans le cas de la combustion figurée, les $\delta q'$ sont nuls, et l'on a la section de passage $s' = (S - \Sigma)$, en appelant Σ la section du corps coaxial.

L'équation (4), complétée par les équations (1) et (3) pour le calcul de u^2 et de $\xi = (u^2/\gamma RT)$, permet de déterminer de proche en proche les $d\Sigma$ qui provoquent une variation de pression dp' égale à celle dp provoquée par l'apport de chaleur δq dans la combustion réelle, du moins si l'on sait évaluer les quantités d'énergie δw et $\delta w'$ décoordonnées par les frottements.

Dans le convergent de sortie, où $\delta q = 0$, on aura en première approximation, si $\delta w/u^2$ est considéré comme négligeable devant ds/s, la condition

$$\frac{dS - d\Sigma}{S - \Sigma} = \frac{dS}{S}, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{d\Sigma}{\Sigma} = \frac{dS}{S},$$

c'est-à-dire que la section Σ du corps axial doit varier proportionnellement à la section S de la tuyère.

La fraction Σ/S y garde la valeur Σ_2/S_2 qu'elle atteint à la fin de la chambre de combustion, laquelle est déterminée par le rapport des volumes spécifiques v_2 et v'_2 qui y sont réalisés. En effet l'hypothèse des décoordinations négligeables donne, par un calcul simple, si l'on considère u_2^2 et $u_2'^2$ comme

([2]) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 1471.

négligeables,

$$\frac{\Sigma}{S} = 1 - \sqrt{\frac{\varphi'}{\varphi}} = 1 - \sqrt{\frac{\varphi'_2}{\varphi_2}}.$$

Au delà de la section de sortie S_3, le corps axial doit se prolonger par un cylindre de section Σ_3, si du moins la pression y est redevenue égale à la pression extérieure.

On observera que la question traitée dans la présente Note peut être immédiatement rattachée à la théorie du projectile-source que nous avons étudiée il y a quelques années (³).

En effet, la même combustion figurée pourrait théoriquement être obtenue en substituant au corps solide Σ un écoulement supplémentaire, limité par la même surface, qui serait fourni par des sources convenables de débit global m. L'ensemble de la tuyère et de ces sources constituerait un projectile-source. On montre facilement, dans l'hypothèse des décoordinations négligeables, que la poussée $M(u_3 - u_0)$ obtenue dans la combustion réelle est égale à la poussée mu_0 que supporterait le projectile-source.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude de la couche limite autour d'un profil quelconque*. Note de MM. **Edmond Brun** et **Marcel Vasseur**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Nous supposons que l'on connaisse la vitesse $U(x)$ et, par suite, la température $\theta_2(x)$ dans l'écoulement irrotationnel le long du profil. Nous nous proposons d'en déduire les propriétés de la couche limite par une méthode approchée qui généralise celle donnée par Eckert (¹).

1° Soit $k(x)$ une grandeur intéressant la couche limite et attachée au point P du profil d'abscisse x. Par exemple, dans la méthode d'Eckert, $k(x)$ est l'épaisseur du flux de quantité de mouvement au point P.

Imaginons deux profils (C_1) et (C_2). Faisons correspondre, au point P_1 d'abscisse x_1 du premier, un point P_2 d'abscisse x_2 du second. Soient, en ces points, $U_1(x_1)$ et $U_2(x_2)$ les vitesses dans les mouvements irrotationnels; $k_1(x_1)$ et $k_2(x_2)$ les grandeurs (de même nature) étudiées. Si, pour ces deux points, existent les relations

$$U_1(x_1) = U_2(x_2), \tag{1}$$

$$\frac{dU_1}{dx_1} = \frac{dU_2}{dx_2}, \tag{2}$$

$$k_1(x_1) = k_2(x_2), \tag{3}$$

(³) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1130 et 1479.

(¹) *Forschungscheft*, **416**, [Traduction G. R. A., n° **542**] (1943).

nous postulons que la relation

$$\frac{dk_1}{dx_1} = \frac{dk_2}{dx_2} \tag{4}$$

est également vérifiée.

Supposons alors que, pour un point particulier du profil (C_1), on connaisse, non seulement la loi $U_1(x)$, mais encore la valeur de k_1. Nous pouvons imaginer un profil (C_2) dont on sait faire l'étude de la couche limite et pour lequel, au point P_2, les équations (1), (2) et (3) sont vérifiées. A ce moment, puisque dk_2/dx est connu, il en est de même de dk_1/dx. On pourra donc obtenir k_1 sur le profil (C_1), pour des points voisins du premier.

2° Les profils (C_2) qui servent à l'étude du profil (C_1) sont des dièdres d'angles $\beta\pi$ dont les couches limites sont connues.

En posant $\beta = 2m/(m+1)$, on sait qu'alors les équations précédentes peuvent s'écrire

$$U_1(x_1) = U_{21} x_2^m, \tag{1'}$$

$$\frac{dU_1}{U_1\, dx_1} = \frac{m}{x_2}, \tag{2'}$$

$$k_1(x_1) = k_2(x_2), \tag{3'}$$

$$\frac{dk_1}{k_1\, dx_1} = \frac{dk_2}{k_2\, dx_2}. \tag{4'}$$

La valeur particulière de k_1 qui permet de démarrer est celle du point d'arrêt, si le profil est arrondi. En ce point, le profil (C_1) peut être assimilé à un dièdre d'angle π et la valeur de k_1 y est connue.

3° La méthode d'Eckert utilise, en fait, la méthode générale précédente en prenant pour k, dans le cas de la couche limite dynamique, l'épaisseur de flux de quantité de mouvement

$$\delta_2 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right)\frac{u}{U}\, dy$$

et, dans le cas de la couche limite thermique, l'épaisseur de déplacement thermique

$$\Delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\theta - \theta_p}{\theta_2 - \theta_p}\right) dy.$$

Ce sont des raisons empiriques qui font choisir pour définir les propriétés des couches limites, dans le premier cas, δ_2, et, dans le second, Δ_1. *A priori*, il eût été plus rationnel, ayant pris l'épaisseur de flux de quantité de mouvement δ_2 pour définir la couche limite dynamique, de choisir l'épaisseur de flux d'enthalpie Δ_2 pour caractériser la couche limite thermique.

En fait, puisque, dans la pratique, c'est le frottement à la paroi et le coefficient de convection qui nous intéressent, il paraît normal de choisir pour valeur de k, dans le cas de la couche limite dynamique, le coefficient local de frottement C_f et, dans le cas de la couche limite thermique, le coefficient local de convection α.

Les calculs numériques ont été faits en ce qui concerne la couche limite thermique. Les résultats sont obtenus plus rapidement en choisissant $k=\alpha$ qu'en prenant $k=\Delta_1$; ils sont, dans les deux cas, conformes aux résultats expérimentaux, les écarts entre les deux méthodes étant du même ordre que les erreurs dues aux approximations du calcul.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur l'équation générale des potentiels hélicoïdaux en fluide parfait compressible.* Note (*) de MM. **Raymond Siestrunck** et **Jean Fabri**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Considérons en coordonnées semi-polaires r, θ, z, l'équation générale du potentiel des vitesses φ du mouvement non stationnaire d'un fluide parfait compressible, obtenue en éliminant p et ρ entre les relations classiques

$$\vec{v}=\operatorname{grad}\varphi,\qquad \frac{v^2}{2}+\int\frac{dp}{\rho}=-\varphi'_t,\qquad \frac{d\rho}{dt}+\rho\operatorname{div}\vec{v}=0,\qquad p=f(\rho).$$

Nous citons cette équation, qui n'a pas, à notre connaissance, été indiquée (a représente la célérité du son)

$$a^2\Delta\varphi=\varphi_r'^2\varphi''_{r^2}+\left(\frac{\varphi'_\theta}{r^2}\right)^2\varphi''_{\theta^2}+\varphi_z'^2\varphi''_{z^2}+\varphi''_{t^2}+2\left(\frac{\varphi'_r\varphi'_\theta\varphi''_{r\theta}}{r^2}+\frac{\varphi'_\theta\varphi'_z\varphi''_{\theta z}}{r^2}+\varphi'_r\varphi'_z\varphi''_{rz}\right)$$
$$-\frac{\varphi_\theta'^2\varphi'_r}{r^3}+2\left(\varphi'_r\varphi''_{rt}+\frac{\varphi'_\theta\varphi''_{\theta t}}{r^2}+\varphi'_z\varphi''_{zt}\right).$$

2. Parmi les mouvements précédents, nous caractériserons les écoulements dus aux déplacements hélicoïdaux des surfaces portantes par leur propriété d'être stationnaires par rapport à des axes animés d'une rotation uniforme ω autour de Oz; ce qui se traduit par la relation

$$\varphi'_t+\omega\varphi'_\theta=f(t),$$

$f(t)$ étant une fonction arbitraire qu'il n'y a aucun inconvénient à prendre nulle, étant donnée l'indétermination de φ par rapport à t. Il en résulte que l'équation générale des potentiels hélicoïdaux s'écrit

$$(a^2-\varphi_r'^2)\varphi''_{r^2}+\left[a^2-\left(\frac{\varphi'_\theta}{r}-\omega r\right)^2\right]\frac{\varphi''_{\theta^2}}{r^2}+(a^2-\varphi_z'^2)\varphi''_{z^2}$$
$$=2\left[\varphi'_r\frac{\varphi''_{r\theta}}{r}\left(\frac{\varphi'_\theta}{r}-\omega r\right)+\varphi'_z\frac{\varphi''_{\theta z}}{r}\left(\frac{\varphi'_\theta}{r}-\omega r\right)+\varphi'_r\varphi'_z\varphi''_{rz}\right]-\frac{\varphi'_r}{r}\left(a^2+\frac{\varphi_\theta'^2}{r^2}\right).$$

3. Cette équation ne peut être éventuellement praticable que dans les hypothèses usuelles de linéarisation; mettons à part le courant principal de translation ($\varphi=Wz+\psi$), dans lequel la célérité du son est a_0, et posons $m=(W/a_0)$ (Mach de translation), puis $M=(|\omega|R/a_0)$ (Mach périphérique de rotation);

(*) Séance du 19 avril 1948.

on obtient pour une hélice *à droite* $(\omega < 0)$

$$(1) \qquad \psi''_{\xi^2} + \frac{\psi'_\xi}{\xi} + (1 - M^2\xi^2)\frac{\psi''_{\theta^2}}{\xi^2} + (1 - m^2)\varphi''_{z^2} - 2mM\psi''_{\theta z} = 0$$

(les longueurs sont rapportés au rayon R). Des transformations linéaires sur θ et z éliminent facilement le terme rectangle de l'équation et permettent d'obtenir des groupes de solutions élémentaires produits de fonctions d'une variable seulement; mais les nouvelles surfaces coordonnées se prêtent mal à la satisfaction des conditions aux limites des problèmes d'écoulement.

4. Dans le cas où le mouvement relatif reste subsonique, on sait que le potentiel de perturbation linéarisé ne dépend de θ et z que par la combinaison $\zeta = \theta - z/\lambda (\lambda = m/M)$; dans cette hypothèse, on constate immédiatement que l'équation (1) redonne l'équation de Goldstein : dans le cadre de la théorie linéaire, la compressibilité n'intervient donc pas dans la nature même du potentiel, mais uniquement dans les conditions aux limites, qui tiennent compte des caractéristiques des profils en fluide compressible. Ce résultat, bien connu dans la théorie de l'aile, ne semble pas avoir été indiqué [1], quoiqu'on l'utilise implicitement dans les calculs d'hélices. Il est aisé de préciser que si la symétrie hélicoïdale possède le pas λ^* à la suite du glissement aérodynamique $\mu = \lambda^* - \lambda$, le potentiel ψ vérifie l'équation de Goldstein relative au paramètre $\lambda' = \lambda^*(1 + M^2\mu^2/2)$, dont la différence avec λ^* est en général négligeable.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la détermination de l'échelle des températures stellaires par photométrie visuelle.* Note (*) de MM. **Junior Gauzit** et **Paul Proisy**.

Au moyen du montage photométrique à plages utilisant les phénomènes de dispersion rotatoire, que nous avons décrit [1], nous avons mesuré la température de couleur de 146 étoiles, de différents types spectraux et de magnitudes inférieures ou égales à 4. Des observations faites sur une même étoile pour diverses distances zénithales ont permis d'évaluer l'influence de l'absorption atmosphérique pour chaque soirée d'observation. Nous calculons *directement* les températures stellaires d'après celle d'une lampe étalon, tandis que les observateurs qui ont réalisé des mesures analogues ont employé jusqu'ici une méthode détournée; ainsi Wilsing [2], qui aurait pu opérer

---

(1) D'autres l'ont été, à la suite de généralisations hâtives de la méthode de Prandtl-Glauert; par exemple, Tsien et Lees, *Journ. of Aeron. Sciences*, XII, 2, 1945.

(*) Séance du 19 avril 1948.

(1) *Comptes rendus*, 291, 1944, p. 607.

(2) *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, 24, n° 76, 1920.

comme nous, a éliminé la température de sa lampe étalon et a choisi l'échelle des températures de manière à ce qu'elle concorde aussi bien que possible avec celle déduite de ses mesures spectrophotométriques visuelles antérieures.

Nous donnons les résultats détaillés de nos mesures dans une autre publication. L'erreur commise dans la détermination de la température de couleur pour chaque étoile a une double origine : incertitude des pointés photométriques et estimation plus ou moins correcte de l'absorption atmosphérique.

La réduction de toutes nos observations nous montre que l'erreur absolue, dans l'échelle en C_2/T, est sensiblement la même pour tous les types spectraux et qu'elle a une valeur moyenne de $\pm 0,35$.

En adoptant la classification spectrale de Harvard, nous avons calculé la température de couleur moyenne T pour quelques types spectraux; nous trouvons pour les étoiles A0 (43 mesures) $T = 17400°K \pm 1000$, et pour les étoiles géantes du type K0 (19 mesures) $T = 4670°K \pm 120$.

Nos résultats sont en accord satisfaisant avec les déterminations récentes des températures stellaires par spectrophotométrie photographique, par exemple avec celles de Kienle, Wempe et Beileke ([3]) ou de Barbier et Chalonge ([4]), d'une part, et de Greaves, Davidson et Martin ([5]), d'autre part, qui obtiennent respectivement pour les étoiles A0 une température moyenne de 16100° K., de 16500°K. et 18000°K. Par contre, ils diffèrent notablement de ceux de Wilsing, qui a trouvé pour les étoiles A0 une température moyenne de 9300°K. (la réduction ultérieure de ces mêmes mesures par Brill ([6]) conduit à T = 10250°K.).

Nos observations montrent donc qu'*il n'y a pas de désaccord systématique entre les mesures photographiques et les mesures visuelles*, comme l'admettent encore certains auteurs. Quant aux résultats de Wilsing, ils sont certainement entachés d'erreurs. Il n'y a donc plus aucune raison ni pour adopter, comme on l'a fait autrefois, l'échelle des températures de Wilsing, ni, comme semblent le faire quelques astronomes ([7]), une échelle intermédiaire entre celles déduites des mesures de Wilsing et des déterminations photographiques récentes.

([3]) *Veröffent. der Univ. Sternwarte zu Göttingen*, n° 475, 1940.

([4]) *Annales d'Astrophysique*, 4, 1941, p. 30.

([5]) *Royal Observatory, Greenwich, Observations of colour temperatures*; et *Monthly Notices*, 94, 1934, p. 488.

([6]) *Astronomische Nachrichten*, **218**, 1923, p. 209; **219**, 1923, p. 21 et 353.

([7]) Citons, comme exemple récent, celui de F. H. Seares et Mary Joyner (*Astrophysical Journal*, 98, 1943, p. 382) qui prennent pour température des étoiles A0 14300°K.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Rotation et magnétisme.*
Note (*) de M. René Reulos.

Nous avons montré ([1]) l'analogie que présentent par leur structure et leurs effets, le champ électromagnétique dans un système galiléen, et le champ d'inertie (somme du champ gravifique et du champ d'accélération) dans un système accéléré. Nous mettons en parallèle, d'une part, la charge électrique, le champ électrique, le champ magnétique; d'autre part, la masse inerte, le champ d'inertie, le rotationnel des vitesses. Moyennant quoi, le mouvement relatif d'un corpuscule matériel neutre se traite comme le mouvement absolu d'un corpuscule électrisé dans un champ électromagnétique. En particulier, l'expression $R = \text{rot}\, V$ (V, vitesse d'entraînement) peut s'écrire $(\partial R/\partial t) = \text{rot}\, J$ (J accélération d'entraînement), expression analogue à l'équation de Maxwell-Faraday ([2]). Cette remarque, jointe à l'identité de forme entre la formule de Coriolis et celle de Lorentz, détermine un parallélisme entre la mécanique et l'électromagnétisme. *La loi de Faraday sur l'induction est donc transposable dans le domaine de l'inertie. Elle donne le travail des forces d'inertie le long d'un circuit fermé.* Ce phénomène étant du premier ordre (au sens relativiste), est donc facilement observable, principalement sur les électrons libres dans les conducteurs métalliques, l'action qu'ils subissent s'adressant à leur masse et non plus à leur charge. Le dispositif proposé est une bobine plate tournant autour d'un axe de symétrie situé dans son plan, à une vitesse ω, les deux brins terminaux étant reliés à un collecteur sur lequel frottent des balais (*fig.* 1 et 2).

L'espace balayé par la bobine est démagnétisé, résultat obtenu lorsque le courant recueilli aux bornes de l'appareil (qui n'est autre qu'un cerceau de Delezenne) n'est plus décelable. On fait alors tourner ce dispositif autour d'un axe perpendiculaire au premier, à une vitesse Ω. Le flux du vecteur $R = 2\Omega$ varie sinusoïdalement et produit une force que nous pouvons appeler force électromotrice, mais qu'il serait plus correct d'appeler *force gravimotrice* puisqu'elle agit sur la masse gravifique de l'électron. Elle a pour expression $F = d\Phi/dt$ exprimée en erg/g, unité mécanique de potentiel. Un gramme contient $1/m$ électrons (de masse m) et e/m unités électromagnétiques (la charge e étant exprimée en *u. e. m.*). Le travail par unité électromagnétique sera $F = (m/e)(d\Phi/dt)$ *u. e. m.*, soit $10^{-8}\,(m/e)(d\Phi/dt)$ volt par spire. Pour un cadre comportant n spires de surface moyenne S, on trouve

(*) Séance du 19 avril 1948.

([1]) *Cahiers de Physique*, section théorique, n° 31-32, p. 84 (Imprimé en 1943, paru en janvier 1948).

([2]) Et conservée en dynamique relativiste (E. Durand, *Journal. de Math.*, 25, fasc. 3, 1946).

$F = 10^{-8} 2n(m/e) S \Omega \omega$ volt, cette quantité représentant l'amplitude d'une tension sinusoïdale obtenue avec un collecteur à bagues lisses. On obtiendrait du courant redressé en utilisant un collecteur approprié. Cet appareil, plus efficace que les

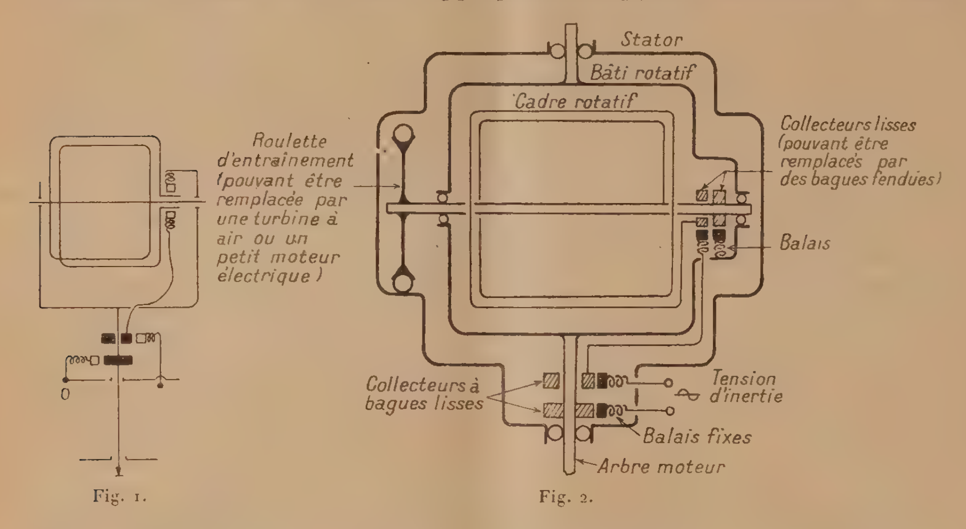


Fig. 1. Fig. 2.

dispositifs proposés en vue d'obtenir un courant électrique en s'adressant aux phénomènes d'inertie, présente en particulier l'avantage d'une faible vitesse linéaire du collecteur et d'un grand nombre de spires dans l'induit. En dehors de son intérêt purement théorique, il pourrait être utilisé à la mesure du rapport e/m.

L'analogie entre le champ magnétique et le champ de rotation est plus qu'un modèle mécanique puisqu'elle permet d'obtenir les mêmes effets par des voies différentes et de considérer le champ de rotation comme un pseudo-champ magnétique et réciproquement. Ces deux champs peuvent donc produire des effets identiques : l'induction dont il vient d'être question, et d'autres bien connus tels que l'aimantation des corps ferro-magnétiques et la précession de Larmor.

CHALEUR. — *Sur la détermination du rapport des chaleurs spécifiques des gaz par une méthode électroacoustique.* Note de M. **Jean Bouchard**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Les mesures du rapport des chaleurs spécifiques des gaz à partir de la vitesse du son dans les tuyaux ont été perfectionnées récemment par l'emploi de transformateurs électroacoustiques.

1. Dans les recherches modernes, la source sonore est constituée par un téléphone à membrane ou à bobine mobile disposé à l'une des extrémités d'un tuyau, fermé à l'autre bout par un piston mobile P. Par une ouverture pratiquée

dans le tuyau, l'oreille saisit (directement ou au moyen d'un microphone) les points de résonance maximum obtenus en déplaçant le piston, ce qui fournit la valeur de la demi-longueur d'onde $\lambda/2$ et la célérité V du son dans les conditions de l'expérience.

Nous avons simplifié et notablement perfectionné la technique précédente en déterminant les points de résonance maximum à partir de la mesure des variations qu'éprouvent les constantes électroacoustiques de la source sonore elle-même.

L'impédance Z d'un téléphone peut être mise sous la forme

$$Z = R + jL\omega + \frac{M^2}{z},$$

où $R + jL\omega$ est l'impédance de son circuit électrique, M la f. é. m. induite dans l'enroulement pour l'unité de vitesse du diaphrame et $z = f + jm\omega + (k/j\omega)$ l'impédance mécanique du système mobile. Or z dépend, par le terme f qui contient la résistance de rayonnement de la membrane, des caractéristiques du milieu dans lequel le téléphone rayonne le son; à toute modification des constantes acoustiques de la portion utile du tuyau doit correspondre une variation concomitante de Z. En effet, soit a le coefficient de réflexion du piston pour des pressions ou des vitesses, l la longueur utile du tube, ρ la masse spécifique du gaz; un calcul simple conduit, pour l'impédance acoustique au niveau de la membrane, à une expression de la forme

$$Z_0 = \frac{\rho V}{S}\left(\frac{1 - a^2}{1 + a^2 - 2a\cos 2l\frac{2\pi}{\lambda}} - j\,\frac{2a\sin 2l\frac{2\pi}{\lambda}}{1 + a^2 - 2a\cos 2l\frac{2\pi}{\lambda}}\right)$$

avec, comme cas limite, $Z_0 = \rho(V/S)$ qui est bien l'impédance itérative pour un tuyau de section S.

Effectivement nous avons constaté que l'impédance Z du récepteur passe par des valeurs identiques (en négligeant l'affaiblissement dû à la propagation dans le tuyau) lorsque la position du piston varie d'un multiple de $\lambda/2$. En général l'impédance Z est minimum lors de la résonance du tuyau, pour les fréquences appartenant aux domaines extérieurs à la boucle de Kennelly.

Le téléphone est alimenté par un courant sinusoïdal fourni par un générateur à battements dont l'un des oscillateurs est stabilisé par quartz. Un oscillographe cathodique permet de déterminer la forme du courant et notamment l'absence d'harmonique ainsi que la valeur très précise de la fréquence au moyen d'une méthode de comptage dont nous avons donné antérieurement le détail. Un voltmètre électronique, dont l'impédance pratiquement infinie ne perturbe pas le fonctionnement du dispositif, fournit la valeur de la d. d. p. aux bornes d'une résistance insérée dans le circuit. Sur la courbe représentant les indications du voltmètre en fonction de l'abscisse du piston mobile, on

relève avec précision la valeur de la demi-longueur d'onde acoustique dans les conditions de l'expérience.

Cette méthode a été utilisée avec des tuyaux de dispositions variées et aussi dans l'espace libre. Dans ce cas, il est avantageux d'employer un générateur électroacoustique à bobine mobile et à membrane étendue inséré dans une paroi de grandes dimensions et un réflecteur constitué par une surface plane importante; la résonance est alors très aiguë.

2. Lorsqu'on se propose de déterminer le rapport $\gamma = C/c$ pour un gaz, la méthode du piston mobile est d'application délicate. Afin d'éliminer les inconvénients provenant de la présence d'un organe mobile de l'extérieur et d'assurer facilement une étanchéité convenable, nous avons cherché à utiliser la résonance d'un tuyau complètement fermé. En modifiant la fréquence et en déterminant les valeurs f_1, f_2, ... successives de résonance du tuyau, à partir des mesures de Z, on constate que ces fréquences ne sont pas dans des rapports simples, ce qui traduit une influence complexe de la source. Nous avons reconnu que cette influence devient négligeable si le téléphone est couplé au tuyau par un branchement latéral de faible section établi au voisinage de l'une des extrémités. A titre d'exemple, nous donnons les résultats obtenus dans l'air à 10°,5 en utilisant un tuyau de verre ($L = 89^{cm},5$, $D = 4^{cm},5$) avec un branchement latéral à $2^{cm},5$ d'une extrémité.

Fréquences (p. p. s.)....	187,5	375,9	565,0	753,1	942,3	1131,0	1319,2
Vitesse V (cm/s)........	33560	33640	33720	33700	33740	33730	33730

ce qui donne en moyenne $\gamma = 1,395$ avec une erreur relative inférieure à 1 %. Dans l'air libre, nous avons obtenu, dans les mêmes conditions, $V = 337,5$ m/s et $\gamma = 1,403$.

Les corrections à faire subir à V pour tenir compte de l'influence du tube sont toujours incertaines et la méthode est surtout intéressante dans les mesures relatives. En opérant dans le même tube fermé et en déterminant les fréquences f_k et f'_k relatives à un partiel de même rang pour un gaz de constantes γ et ρ connues et pour un gaz de rapport γ' inconnu, on peut écrire $\gamma' = \gamma(f'_k/f_k)^2 \rho'/\rho$ et, sinon écarter entièrement l'influence de l'épaisseur des parois et du diamètre du tube, qui dépend de la nature du gaz, du moins en réduire grandement l'importance. Cette technique semble particulièrement adaptée à l'étude de variations du rapport γ'.

ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — *Propagation des ondes dans un guide à section presque circulaire.* Note de M. **Marc Jouguet**.

On considère un guide d'ondes dont l'axe est rectiligne et dont la section droite diffère peu d'un cercle de rayon R. On utilise des coordonnées cylindriques z, r et φ et l'on se donne la section droite par son équation en coor-

données polaires sous la forme

$$r = R + \delta R + R\sum_{n=1}^{\infty}(a_n \cos n\varphi + b_n \sin n\varphi), \tag{1}$$

δR, a_n et b_n étant considérés comme des infiniment petits. On peut établir les résultats suivants.

1. A toute onde (E_p) du guide à section circulaire de rayon $R (p \neq 0)$, correspondent, dans le guide considéré, deux ondes distinctes, ayant des structures et des vitesses de phase légèrement différentes. Elles peuvent être définies par leur vecteur de Hertz, qui se réduit à sa composante suivant l'axe et qui est de la forme

$$\Pi = \left[A_0 J_0(\alpha' r) + \sum_{m=1}^{\infty}(A_m \cos m\varphi + B_m \sin m\varphi)\right]\cos\Phi, \tag{2}$$

Φ étant la phase $kct - k'_z z + \psi$ (avec $k^2 - k'^2_z = \alpha'^2$). Si α est la valeur propre pour l'onde dans le guide circulaire, on a, pour les deux ondes correspondantes,

$$\alpha' = \alpha + \delta\alpha \simeq -\alpha\frac{\delta R}{R} \mp \frac{\alpha}{2}\sqrt{a_{2p}^2 + b_{2p}^2}. \tag{3}$$

Le rapport (A_p/B_p) est déterminé et a des valeurs distinctes pour les deux ondes. Chacune d'elles a donc, autour de l'axe, une orientation déterminée, ne dépendant que de la composante $2p$ de la déformation. Les coefficients du développement (2), autres que A_p et B_p se calculent facilement en fonction des a_n et des b_n et sont infiniment petits avec eux. A_m et B_m sont des combinaisons linéaires de a_{m+p}, b_{m+p}, $a_{|m-p|}$ et $b_{|m-p|}$. Dans des conditions très générales, les développements sont convergents en tout point intérieur du guide. Dans (3), le premier terme du second membre correspond à un effet d'élargissement ou d'amincissement moyen du guide, le second à l'effet de déformation.

Pour les ondes (H_p), les résultats sont analogues et l'on a, au lieu de (3),

$$\alpha' = \alpha + \delta\alpha = -\alpha\frac{\delta R}{R} \mp \frac{\alpha}{2}\,\frac{\alpha^2 R^2 + p^2}{\alpha^2 R^2 - p^2}\sqrt{a_{2p}^2 + b_{2p}^2}. \tag{4}$$

A toute onde (E_0) ou (H_0) ne correspond qu'une seule onde et l'effet de déformation sur la valeur de α est nul au second ordre près.

2. Une déformation, accidentelle ou non, de la section droite d'un guide cylindrique a, sur la propagation : *a*. Un *effet principal* dû à la différence des vitesses de phase des deux ondes en lesquelles se décomposent en général une onde donnée; *b*. Des *effets secondaires*, consistant en une légère modification de la structure de l'onde.

a. Au second ordre près, l'effet principal ne dépend que de la composante d'ordre $2p$ de la déformation et n'existe que pour $p \neq 0$. Supposons, pour simplifier, $\delta R = 0$. Une onde à polarisation rectiligne ou elliptique est trans-

formée en deux ondes de vitesses $V \mp \delta V$ (δV se déduit de $\delta\alpha$). Cet ensemble équivaut à deux ondes en quadrature, ayant même vitesse de phase V, mais des amplitudes variables de façon sinusoïdale le long du guide, l'amplitude de l'une étant nulle quand celle de l'autre est maxima. Si l'on choisit le plan méridien origine de façon que $b_{2p} = 0$, par rapport à ce plan, les plans de symétrie des deux ondes à amplitude variable occupent des positions symétriques. Le long du guide, les deux ondes se transforment alternativement l'une dans l'autre; la longueur l nécessaire à la transformation complète est $l = (\pi/2)\delta k_z$ (δk_z est la variation de k_z qui correspond à $\delta\alpha$ pour $\delta R = 0$). Si l'on part d'une onde à polarisation rectiligne, au bout d'une longueur l, on retrouve une onde identique, mais orientée symétriquement par rapport au plan $\varphi = 0$. Aux points intermédiaires, on a une onde à polarisation elliptique. La longueur l est d'autant plus courte que la fréquence est plus élevée.

Ces résultats permettent de compléter et de préciser, quant à la stabilité des ondes du guide cylindrique, les indications fournies par l'étude de déformations particulières (guides à section elliptique, par exemple). On constate que toutes les ondes sont instables, à l'exception de (E_0) et de (H_0) et les applications numériques montrent que les effets d'instabilité sont considérables.

b. Par suite des effets secondaires, chacune des deux ondes qui correspond à une onde donnée, peut être regardée comme la superposition d'une onde principale du même type et de perturbations de faible amplitude. Ces perturbations sont toutes du type électrique pour une onde (E_p), toutes du type magnétique pour une onde (H_p). Pour une onde (E_p), par exemple, la perturbation du type (E_m) correspond aux composantes d'ordre $m+p$ et $|m-p|$ de la déformation. Corrélativement, la composante de déformation d'ordre n donne des perturbations de types (E_{n+p}) et ($E_{|n-p|}$). Pour une onde (E_0) ou (H_0), à la composante d'ordre n de la déformation, correspond une seule perturbation, de type (E_n) ou (H_n).

PHOTOGRAMMÉTRIE. — *Sur une méthode de transformation des photographies aériennes inclinées en vues verticales*. Note (*) de M. **Bernard Dubuisson**, présentée par M. Georges Poivilliers.

Nous avons indiqué ([1]) qu'un appareil enregistreur gyroscopique permet d'obtenir sur film de 35^{mm}, les images superposées du sol et du pied de la verticale, en un instant donné du vol d'un avion.

Nous avons fait réaliser, en outre, des systèmes de liaison électro-magnétiques permettant d'assurer, à bord d'avions, la synchronisation des prises de vues de la chambre photographique aérienne avec cet appareil enregistreur.

(*) Séance du 19 avril 1948.

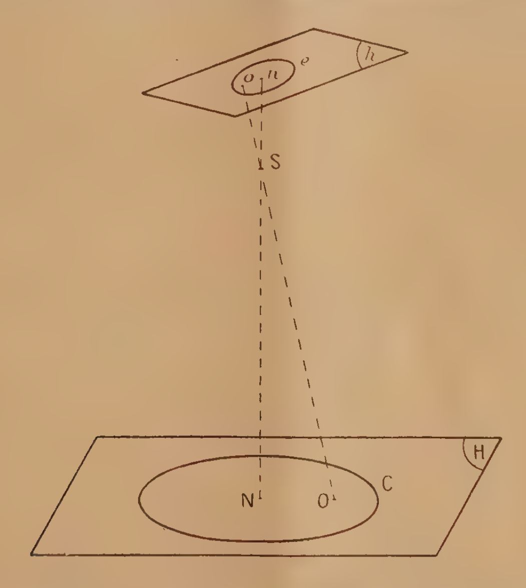
([1]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 309-311.

L'identification des images d'objets communs à ces deux séries de photographies, par agrandissement du micro-film, permet d'obtenir (en une demi-minute par cliché) le point du pied de la verticale sur les clichés aériens.

Finalement, un cliché aérien comportant le repérage de son centre (point principal) et du pied de la verticale de prise de vues (point nadiral) se trouve orienté dans l'espace, sans que la connaissance topographique d'aucun point du sol ne soit nécessaire.

Nous avons mis au point une méthode rapide pour assurer le *redressement* de ces clichés (c'est-à-dire la transformation de l'image en celle qu'eût fourni un appareil à axe principal exactement vertical), et permettant d'utiliser tout agrandisseur du commerce dont l'écran de projection est monté sur un axe de rotation horizontal compris dans le plan de l'axe optique de l'objectif et normal à ce plan.

Le principe de la méthode est de superposer au cliché aérien h (*fig.* 1), lors de cette projection, une ellipse (e) qui soit l'image d'un cercle (C) ayant pour



centre le point nadiral N et un rayon arbitraire connu et situé sur le plan horizontal H de l'espace photographié.

Pour chaque distance focale d'appareil photographique utilisé, une série de ces ellipses a été calculée, chacune de celles-ci correspondant à une inclinaison donnée de l'axe de prise de vues, de 30 minutes en 30 minutes et de 0 à 5 grades.

Chaque ellipse comporte l'indication du point nadiral N et du point principal O correspondants dont les positions ont été calculées.

En conséquence, le détail du processus opératoire est le suivant :

Dans le porte-cliché de l'agrandisseur, l'image de l'ellipse adaptée (tirée sur

film transparent) est accolée à celle du cliché, en superposant les images des points nadiraux et des points principaux. Dans la projection, on incline l'écran de l'agrandisseur de façon que :

1° L'image de l'ellipse soit un cercle;

2° Le centre de ce cercle soit l'image du point nadiral N.

L'image projetée est ainsi *redressée* et se prête à des mesures topographiques précises. La mise à l'échelle nécessite, par ailleurs, la connaissance d'une longueur mesurée sur le terrain.

L'ensemble de ces opérations est quatre fois plus rapide que le redressement effectué aux appareils redresseurs spéciaux basés sur la connaissance topographique minimum de quatre points au sol, identifiés sur les clichés et dont les divers organes possèdent, en plus de l'agrandisseur envisagé, les degrés de liberté suivants (liés ou non par un dispositif automatique) :

— rotation du porte-cliché et de l'écran dans leurs plans respectifs.

— décentrement angulaire de l'objectif.

L'expérience a montré que ces complications n'étaient pas utiles pour les clichés à axe optique inclinés de moins de 5° sur la verticale, ce qui est le cas général.

De plus, ces appareils redresseurs spéciaux n'existent qu'en nombre très réduit (5 ou 6 en France) et ne permettraient pas de satisfaire à l'ensemble des besoins en plans à grande échelle nécessaires pour l'urbanisme et le remembrement rural.

Le procédé présenté offre les avantages suivants :

1° Limiter à l'extrême les opérations topographiques;

2° Mettre en œuvre un grand nombre d'appareils agrandisseurs aménagés en redresseurs;

3° Mécaniser des opérations délicates en les mettant à la portée de personnels non spécialistes.

DIFFRACTION. — *Diffraction de la lumière par le demi-plan indéfini parfaitement noir.* Note (*) de M. **Émile Durand**.

Considérons une onde plane qui tombe normalement sur l'écran E [*fig.* 1 (*a*)]. Par raison de symétrie la coordonnée y n'intervient pas dans les formules. Désignons par $\psi(x, z, t)$ la vibration lumineuse au point P. Elle devra satisfaire l'équation des ondes cylindriques

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}=0.$$

(*) Séance du 19 avril 1948.

et dans le plan de l'écran, c'est-à-dire pour $z=0$, on devra avoir

$$\psi(x, 0, t) = \mathrm{A}(x, 0)\, e^{ikct} \quad \text{avec} \quad k = 2\pi\frac{\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Il faudra que la représentation graphique de la fonction qui donne l'amplitude $\mathrm{A}(x, 0)$ soit celle de la figure 1(b).

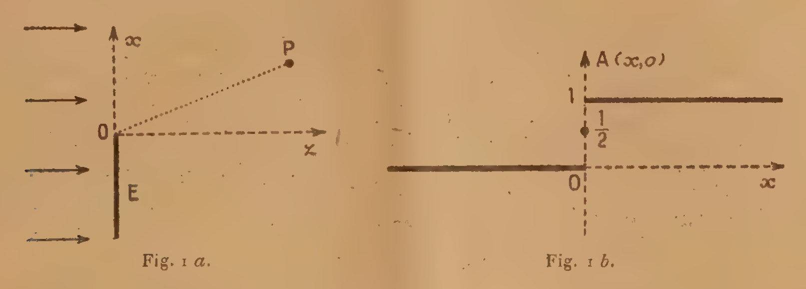


Fig. 1 *a*. Fig. 1 *b*.

La fonction ci-après répond aux conditions précédentes

$$(1) \qquad \psi(x, z, t) = \left\{ \frac{1}{2} e^{-ikz} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin ukx}{u} e^{-ikz\sqrt{1-u^2}} du \right\} e^{ikct}.$$

L'équation des ondes est bien satisfaite, et quand $z=0$, l'amplitude $\mathrm{A}(x, 0)$ a pour expression

$$\mathrm{A}(x, 0) = \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin ukx}{u} du \right\}.$$

Cette fonction de x est égale à 1 pour $x > 0$; égale à 0 pour $x < 0$; elle présente une discontinuité pour $x=0$ où elle prend la valeur 1/2. Elle est donc bien représentée par la courbe de la figure 1(b).

Quand $u > 1$ le radical $\sqrt{1-u^2}$ est imaginaire; il est donc préférable de scinder en deux l'intervalle d'intégration et d'écrire

$$(2) \quad \psi(x, z, t) = \left\{ \frac{1}{2} e^{-ikz} + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{\sin ukx}{u} e^{-ikz\sqrt{1-u^2}} du + \frac{1}{\pi} \int_1^\infty \frac{\sin ukx}{u} e^{-kz\sqrt{u^2-1}} du \right\} e^{ikct} du.$$

Montrons que la formule (2) qui est rigoureuse donne les mêmes intensités que la méthode de Fresnel dans les conditions habituelles d'observation des franges de diffraction. On sait que la méthode de Fresnel qui consiste à appliquer le principe d'Huygens sous une forme élémentaire donne une valeur correcte pour l'intensité, mais qu'elle introduit une erreur de $\pi/4$ dans la phase.

Prenons par exemple $\lambda = 5.10^{-4}$ mm, $z = 10^3$ mm; on a alors $kz = (2\pi/\lambda)\, z \sim 10^7$; dans ces conditions quand $x = 5^{\text{mm}}$ environ, l'intensité est réduite au millième de l'éclairement normal dans l'ombre géométrique; on a donc au maximum $x/z = 1/200$.

La dernière intégrale de la formule (2) est complètement négligeable. La

première intégrale n'apporte une contribution non négligeable que si u est très voisin de zéro; car le facteur $kz \sim 10^7$ dans le cosinus (ou le sinus) donne rapidement des boucles extrêmement serrées. Il reste donc à l'approximation considérée

$$(3) \qquad \psi(x, z, t) = \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin ukx}{u} e^{ikz\frac{u^2}{2}} du \right\} e^{ik(ct-z)}.$$

On a étendu l'intégrale de o à l'infini au lieu de o à 1, car d'après ce que nous venons de dire les grandes valeurs de u n'apportent aucnne contribution au résultat.

Posons $u = \sqrt{(\pi/kz)}\,m$, il vient $ukx = \pi\sqrt{(2/\lambda z)}\,xm$ et $kzu^2 = \pi m^2$; en posant aussi $v = \sqrt{(2/\lambda z)}\,x$ on a $ukx = \pm \pi v m$; (+) si le point P est dans la lumière géométrique ($x > 0$) et (—) s'il est dans l'ombre géométrique ($x < 0$). En introduisant alors les intégrales M et N ci-après

$$(4) \qquad M = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \pi v m}{m} \cos\left(\frac{\pi}{2} m^2\right) dm, \qquad N = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \pi v m}{m} \sin\left(\frac{\pi}{2} m^2\right) dm,$$

la formule (3) prend la forme

$$\psi = \sqrt{I}\, e^{i[k(ct-z)-\Phi]} \qquad \text{avec} \qquad I = \left(\frac{1}{2} \pm M\right)^2 + N^2, \qquad \operatorname{tg}\Phi = -\frac{N}{M \pm \frac{1}{2}}.$$

Pour comparer ces formules avec les formules classiques que voici :

$$\psi' = \sqrt{I'}\, e^{i[k(ct-z)-\Phi']} \qquad \text{avec} \qquad I' = \frac{1}{2}\left\{\left[\frac{1}{2} \pm \xi\right]^2 + \left[\frac{1}{2} \pm \eta\right]^2\right\}, \qquad \operatorname{tg}\Phi' = \frac{\frac{1}{2} \pm \eta}{\frac{1}{2} \pm \xi},$$

où ξ et η désignent les intégrales de Fresnel

$$\xi = \int_0^v \cos\left(\frac{\pi}{2} m^2\right) dm, \qquad \eta = \int_0^v \sin\left(\frac{\pi}{2} m^2\right) dm,$$

il faut chercher les relations qui existent entre M, N et ξ, η.

En dérivant sous le signe somme par rapport à v dans (4) et en tenant compte de $M = N = 0$ pour $v = 0$, on trouve les relations

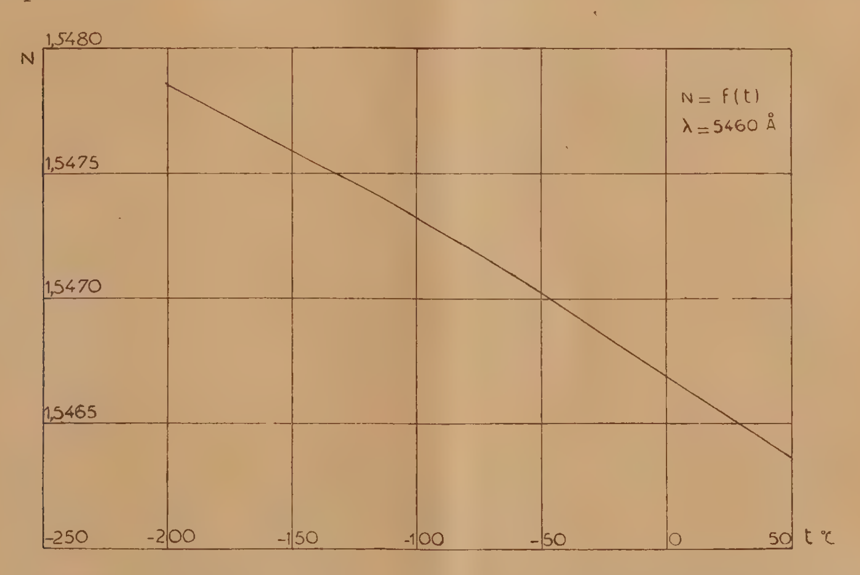
$$M = \frac{1}{2}[\xi + \eta], \qquad N = \frac{1}{2}[\xi - \eta].$$

On vérifie alors aisément que $I = I'$, mais que $\operatorname{tg}\Phi = \operatorname{tg}[\Phi' - (\pi/4)]$. Notre formule donne donc une valeur correcte pour la phase.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Constantes optiques du quartz à basse température.* Note (*) de M. **Marc Barbaron**, présentée par M. Aimé Cotton.

On ne dispose sur les indices du quartz, au-dessous de la température ordinaire, que de deux mesures (à — 45° et — 140°) dues à Rinne et Kolb ([1]). Leur précision est insuffisante pour affirmer dans quel sens les indices varient.

Nous avons mesuré ces indices dans le vide depuis la température ordinaire jusqu'à — 200°C. en utilisant un appareil qui sera décrit ultérieurement. Nous employons un prisme de quartz dont les arètes sont parallèles à l'axe optique, ayant un angle de 60° et 14^{mm} de largeur de faces. La source de lumière est un arc de mercure dont on utilise principalement la raie verte. On peut mesurer en une seule opération les variations des indices *absolus* de réfraction ordinaire et extraordinaire pour plusieurs longueurs d'onde. Ces variations étant mesurables avec plus de précision que les indices eux-mêmes, on a pris pour ceux-ci à 0° et pour $\lambda = 5460$ Å, les valeurs $N_0 = 1,54669$ et $N_e = 1,55589$ qui sont les plus probables.



La température est mesurée avec un couple cuivre-constantan, placé dans un logement creusé dans le prisme. Les pointés sont effectués avec des vitesses de réchauffement variées, à partir de températures différentes dont la plus basse est voisine de celle de l'azote solide (— 210°,5 C.).

Indice ordinaire. — La figure représente une courbe moyenne, établie d'après

(*) Séance du 26 avril 1948.

([1]) *Neues Jahrbuch Min.*, 2, 1910, p. 138.

plusieurs centaines de pointés. L'erreur maxima peut être estimée à 3.10^{-5}; elle provient principalement de la mesure de la température du prisme. La courbe a une forme régulière et à peu près rectiligne; elle prolonge bien celle qui représente les variations au-dessus de la température ordinaire. La valeur moyenne de sa pente dN/dt entre 0° et — 190° est de — $0{,}58_5.10^{-5}$ par degré; il semble qu'elle soit plus élevée vers 0° (0,65) et moins élevée vers — 200° (—0,52).

Indice extraordinaire. — La courbe est très semblable à la précédente avec une variation plus rapide. Sa pente moyenne dans le même intervalle est de — $0{,}68.10^{-5}$ par degré.

Biréfringence. — Sa variation est très faible et tout à fait linéaire. De 0° à 190°, la mesure de l'écart entre les raies vertes indique une augmentation de 19.10^{-5}, soit une pente de $1{,}0.10^{-6}$ par degré.

t	— 200°.	— 150°.	— 100°.	— 50°.	0°.	+ 50°.
N_0	1,54785	1,54759	1,54732	1,54702	1,54669	1,54637
N_e	1,55724	1,55694	1,55662	1,55627	1,55589	1,55552
$(N_e - N_0)\,10^5$	939	935	930	925	920	915

La diminution des indices relatifs à l'air à — 140°, que trouvaient Rinne et Kolb et qu'ils suggéraient d'attribuer à une modification cristalline hypothétique du quartz stable à très basse température, était seulement due à la forte augmentation de l'indice de l'air et à l'imprécision de pointés effectués en présence de brouillard.

Dispersion. — Une variation de l'étalement des spectres entre la température ordinaire et celle de l'azote liquide est difficile à déceler à la précision des mesures. $N_{4046} - N_{5460}$ semble diminuer à froid de $2{,}5\ 10^{-5}$, mais les mesures visuelles dans le violet sont imprécises. Les variations indiquées par la courbe peuvent donc être considérées comme valables pour d'autres longueurs d'onde du spectre visible entre le jaune et le violet moyennant une translation de l'échelle des indices.

Rotativité magnétique. — On peut appliquer aux pouvoirs dispersifs $dN/d\lambda$ les résultats obtenus pour les rotativités magnétiques qui leur sont proportionnelles, pour l'additivité [2], le défaut d'additivité, ou la variation thermique. Inversement, les résultats sur la dispersion permettent de présumer que la rotativité magnétique du quartz ne doit que très peu varier jusqu'à — 190° puisque $dN/d\lambda$ diminue environ de 1/400. Cette évaluation sera prochainement contrôlée par une mesure directe de la rotation magnétique.

([2]) Barbaron, *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 506.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Au sujet des variations locales de sensibilité dans les cellules photoélectriques.* Note (*) de MM. **Nelson Laycock** et **Gordon T. Winch**, présentée par M. Albert Pérard.

Dans une Note récente (¹), J. Terrien, C. Anglade et G. Touvay ont donné les résultats de mesures sur les variations de la sensibilité d'un point à l'autre sur la cathode de diverses cellules photoélectriques, comprenant les types KMV 6 et RMV 6.

Il est vrai que les variations trouvées dans le cas de ces dernières cellules rendent certaines précautions nécessaires lorsqu'elles sont utilisées en photométrie, mais ces précautions ne sont pas aussi difficiles à assurer qu'il semblerait d'après ce que disent ces auteurs. L'un de nous (G. T. Winch) a utilisé ces cellules pendant de nombreuses années en photométrie de haute précision (²), et la conclusion à laquelle il est parvenu est que la variation de sensibilité existante ne diminue en rien la possibilité de leur emploi pour ce genre de travail.

Il est actuellement impossible d'assurer l'uniformité de la sensibilité sur toute la surface d'une photocathode avec une exactitude égale à celle que l'on réalise dans la photométrie de la plus haute précision. Il s'ensuit qu'on doit prendre des précautions pour s'assurer que la lumière mesurée se répartit toujours de la même façon sur la cathode de la cellule, quelles que soient les variations de sensibilité trouvées dans telle ou telle cellule.

Des variations de sensibilité telles que celles qu'ont observées les auteurs ne sont pas admises comme inévitables. La construction des cellules du type KMV6 et RMV6 a été modifiée récemment : on a supprimé la nervure qui traverse verticalement la cathode en son milieu et la soudure de la cathode à son support; ainsi se trouve éliminée l'une des sources de variation mentionnées par les auteurs.

CHIMIE PHYSIQUE. — *La formation d'eau oxygénée dans l'eau irradiée par les rayons* X *et* α. *Action de la température.* Note (*) de MM. **Paul Bonét-Maury** et **Marc Lefort**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Rayons X. — Dans l'eau saturée d'oxygène, la production d'eau oxygénée diminue régulièrement avec la température, avec une nette discontinuité au moment du changement d'état : eau-glace (*fig.* 1). A partir de — 116°, on

---

(*) Séance du 19 avril 1948.

(¹) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 1142.

(²) *Trans. Illum. Eng. Soc.*, **11**, n° 6, juin 1946, p. 107.

(*) Séance du 19 avril 1948.

ne peut plus déceler, avec la technique utilisée (limite de sensibilité 0,1 γ/cm^3) d'eau oxygénée, même pour une dose de 2.10^6 r.

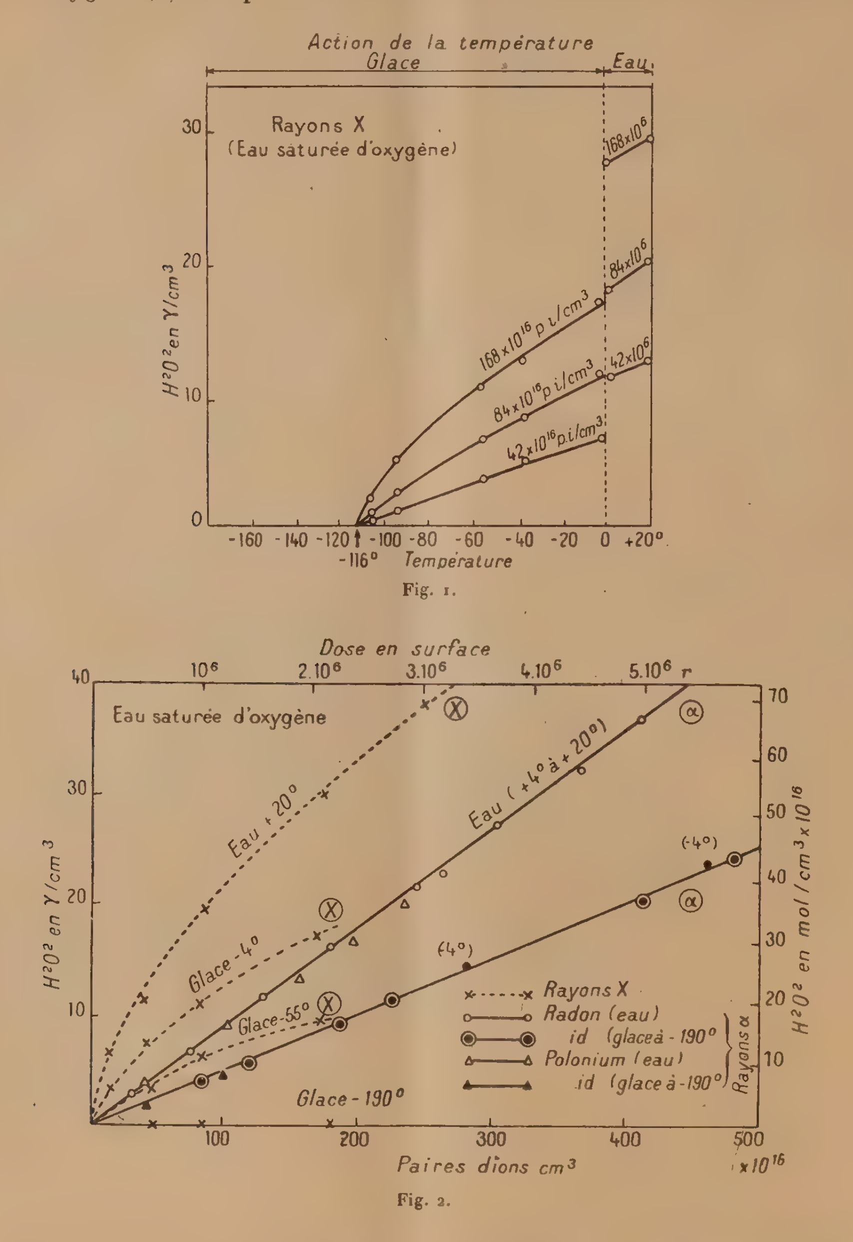


Fig. 1.

Fig. 2.

Rayons α. — La température apparaît, jusqu'à — 190°, sans aucune influence sur la formation de H_2O_2 par les rayons α du radon dissous dans l'eau ou la glace saturés d'oxygène. On observe cependant au moment du changement

d'état eau-glace, une discontinuité analogue à celle mise en évidence pour les rayons X (*fig.* 2); les rayons α du polonium donnent des résultats analogues qualitativement, l'action catalytique du radio-élément se trouvant réduite par l'abaissement de la température.

Ces faits, comme ceux relatifs à l'action de l'oxygène dissous ([1]), confirment que la formation d'eau oxygénée obéit à des mécanismes distincts pour les rayons X et les rayons α. Ces résultats sont en excellent accord avec les hypothèses avancées par plusieurs auteurs britanniques pour interpréter les actions radiobiologiques différentes des rayons X et α. D'après ces conceptions le long d'une trajectoire ionisante, il se forme principalement des atomes d'hydrogène H et des radicaux libres OH (Weiss) ([2]), dont la distribution spatiale correspond à celle des paires d'ions primaires (Lea et Gray) ([3]).

Pour les rayons X, la distribution est telle que les atomes H et les radicaux OH restent voisins et, en l'absence d'oxygène, leur recombinaison sous forme de H_2O est la réaction la plus probable. En présence d'oxygène dissous la réaction

$$2H + O_2 = H_2O_2 \qquad (1)$$

devient possible et donne naissance à des quantités d'eau oxygénée qui croissent avec la concentration en oxygène et la température.

Sur la trajectoire d'une particule α, les radicaux OH restent concentrés au centre de la colonne d'ionisation et séparés à l'origine des atomes de H qui forment une gaine périphérique. La réaction

$$OH + OH = H_2O_2 \qquad (2)$$

est la plus probable et donne naissance à de l'eau oxygénée, même en l'absence d'oxygène dissous, sans être sensiblement influencée par la température. La constance du rendement ionique, pour les rayons α, montre, que, en présence d'oxygène, la quantité d'eau oxygénée formée suivant la réaction (1) est négligeable devant celle formée suivant la réaction (2). D'après ces résultats, l'eau oxygénée doit jouer un rôle important dans le mécanisme de l'action biologique des radiations, car sa formation paraît être une des premières réactions radiochimiques produites dans les milieux aqueux soumis aux rayonnements ionisants.

La remarquable constance du rendement ionique pour les rayons α montre que la méthode photocolorimétrique convient particulièrement bien au dosage des rayonnements à ionisation dense (rayons α, neutrons, rayons de fission).

([1]) P. Bonét-Maury et M. Lefort, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 173.

([2]) Weiss, *Nature*, **143**, 1944, p. 748 et **157**, 1946, p. 584; *Trans. Far. Soc.*, n° **267**; 1944, **40** (juin); Allsop, *British Journal of Radiology*, 1948, supplément n° **1**, p. 43.

([3]) Lea, *Actions of Radiations of Living Cells*, 1945, p. 48, *Cambridge University Press* et *Br. J. of Radiology*, 1948, supplément n° **1**, p. 59; Dale, Meredith et Gray, 1948, *Journ. of Br. Radiology* (sous-presse); Gray (Communication personnelle).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la surface spécifique d'un adsorbant ou d'un catalyseur accessible aux molécules gazeuzes.* Note de MM. **André Mennessier** et **Raymond Boucher**, présentée par M. Gustave Ribaud.

En catalyse physique hétérogène, les micro-anfractuosités du catalyseur dont les sections moyennes à l'entrée sont comprises entre 10,5 $Å^2$ et 45 $Å^2$ paraissent jouer un rôle fondamental. A l'intérieur de ces failles, les niveaux d'énergie des molécules réactionnelles sont profondément perturbés par l'intervention d'un nouveau potentiel V_1, spécifique de la nature et de la structure du catalyseur. La variation entraînée dans la valeur des niveaux d'énergie peut provoquer l'égalité de ces derniers et permettre ainsi par résonance le franchissement de la barrière de potentiel. Le changement de valeur brusque du potentiel perturbateur V_1 le long des limites séparant deux phases solides voisines (identiques ou distinctes) peut induire l'acte réactionnel si la durée de voisinage des éléments réagissants est suffisante.

La mesure de l'aire ΔA, correspondant aux failles dont le diamètre d'entrée est voisin de celui des molécules gazeuses réagissantes, donnera par rapport à la surface totale S le pourcentage de l'aire adsorbante où la probabilité réactionnelle est la plus élevée. Il semble que l'on puisse voir là, en quelque sorte, la matérialisation d'un type particulier de *centres actifs*.

Pour expliciter ΔA nous déterminons les aires S_M et S_N recouvertes par deux molécules de tailles différentes, physiquement adsorbées en monocouche :

$$\Delta A = S_M - S_N.$$

La théorie de S. Brunauer, P. H. Emmett et E. Teller [1] que nous avons utilisée pour ce calcul permet de trouver le volume v_m équivalent à celui du gaz adsorbé quand la surface entière de l'adsorbant est couverte par une monocouche. Avec l'aide de quelques hypothèses simplificatrices dont la principale concerne l'évaluation de σ (aire moyenne recouverte par une molécule gazeuse adsorbée), on passe alors de v_m aux surfaces S. L'appareillage utilisé [2] permet de tracer aisément les isothermes d'adsorption en phase gazeuse pour des températures comprises entre 0°C. et 100°C. Nous avons adopté dans nos travaux la température de 20°C. et employé jusqu'à ce jour les molécules étalons suivantes : méthanol ($\sigma = 18,5$ $Å^2$), acétone (20,5 $Å^2$), dichloréthane 1-2 (28,2 $Å^2$), benzène (31 $Å^2$), isobutyrate de méthyle (37,7 $Å^2$), heptane-*n* (45 $Å^2$). Pour de nombreux adsorbants et catalyseurs, nous avons pu ainsi déterminer le facteur $\Delta A/S_M$ et la portion de la courbe $S = f(\sigma)$ correspondant à $18,5\ Å^2 < \sigma < 45\ Å^2$.

---

(1) *J. Am. Chem. Soc.*, **60**, 1938, p. 309.

(2) R. Boucher, *C. R. Services des recherches, Houillères du bassin du Nord et du Pas-de-Calais*, janvier 1948 (non publié).

Le choix de la plus petite molécule M servant à définir S_M, terme supérieur de comparaison des surfaces spécifiques accessibles, est essentiellement variable; il faut en effet tenir compte, dans chaque cas particulier, de la nature de la réaction catalytique, des fluctuations d'énergie cinétique des molécules, de leur distorsion éventuelle dans les champs de force et de leur encombrement stérique.

Voici, par exemple, les résultats obtenus avec un échantillon de charbon actif (à la température de 20° C.),

S (m²/g).	σ (Å²).
712 (isobutyrate de méthyle).............	37,7
712 (dichloréthane-1.2).................	28,2
870 (acétone)...........................	20,5
1095 (méthanol) $\Delta A = 383$ m²/g...........	18,5

D'un travail de Brunauer, Emmett et Teller ([1]), nous extrayons les valeurs reproduites ci-après en ajoutant une colonne comportant les valeurs en Å² des aires moyennes des molécules adsorbées. L'échantillon étudié consistait en 0g,200 de charbon de bois.

Gaz ou vapeur.	σ(Å²).	t (°C).	S (m²/g) (assemblage solide).
n-butane............	32	0	545
N^2..................	13,8	−183	646
CO.................	13,7	−183	665
A..................	12,8	−183	746
O^2..................	12,1	−183	767

Récemment ([3]) J. W. Rowen et R. L. Blaine ont effectué des mesures de surface spécifique sur des fibres textiles naturelles et artificielles au moyen d'isothermes d'adsorption de l'azote (— 195° C.) et de la vapeur d'eau (25° C.). Ils ont enregistré des différences ΔA considérables avec la fibre de soie : 140 m²/g en utilisant H_2O, et 0,76 m²/g avec N_2. On voit l'intérêt que l'on peut avoir à utiliser systématiquement des molécules de tailles différentes pour connaître la micro-architecture, non seulement des catalyseurs, mais encore des corps poreux.

Un point qui demeure encore délicat dans l'application de cette technique, est la détermination précise de σ. G. Jura et W. O. Harkins ([4]) ont montré que les aires occupées par des molécules en monocouche adsorbées à la surface d'un solide, sont variables suivant la nature de l'adsorbant et oscillent en général entre la valeur trouvée à partir de la formule de l'assemblage compact à l'état solide et celle à l'état liquide. Il ne peut donc être question de faire des mesures exactes en valeur absolue, mais plutôt de déterminer des ordres de grandeur applicables à l'interprétation de certains phénomènes physiques.

([3]) *Ind. Eng. Chem.*, **39**, 1947, p. 1659.

([4]) *J. Am. Chem. Soc.*, **66**, 1944, p. 1366.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la couche de diffusion, en régime stationnaire, au voisinage d'une anode métallique, les électrolytes en présence étant entièrement dissociés.* Note (*) de M. **Jean Mercadié**, présentée par M. Pierre Jolibois.

Quand une anode métallique se dissout dans un bain acide, la convection naturelle du liquide, devenue prépondérante à l'extérieur de la couche de diffusion qui enveloppe l'anode, assure l'évacuation rapide des produits de l'électrolyse provenant de cette couche, et renouvelle le bain à son contact. Elle contribue donc à stabiliser son épaisseur, et établit autour de l'anode un régime quasi stationnaire tant que la composition de l'ensemble du bain n'est pas sensiblement modifiée.

Étudions la répartition des concentrations et du champ à l'intérieur de la couche de diffusion dans le cas typique d'une électrode de cuivre plongeant dans une solution normale d'acide sulfurique que nous considérerons comme entièrement dissocié. Nous exclurons de cette étude la région contiguë à l'anode où s'effectuent la décharge des ions et les réactions secondaires liées à cette décharge. Celles-ci ont lieu à une distance de l'électrode ayant l'ordre de grandeur des particules élémentaires, donc négligeable devant le micron, et *a fortiori* devant l'épaisseur de la couche de diffusion considérée, en général, comme voisine du dixième de millimètre. Cette couche contient des ions Cu^{++}, résultat ultime de la dissolution de l'anode, et des ions $(SO_4)^{--}$ provenant du bain. Dans l'incertitude concernant les conditions aux limites qu'implique nécessairement la notion discontinue de couche de diffusion, nous supposerons d'abord, pour simplifier, que les ions H^+, sollicités par le champ, ont quitté cette couche où ils ont été remplacés par les ions métalliques.

Nous envisageons le cas où l'anode porte des aspérités de l'ordre du micron, petites par rapport à l'épaisseur de la couche qu'elles n'affectent donc qu'au voisinage immédiat de l'électrode.

Si l'on néglige l'influence de l'atmosphère ionique sur la mobilité des ions et sur leur coefficient de diffusion, et si l'on assimile activité et concentration (ce qui ne semble pas altérer l'essentiel des phénomènes), des calculs classiques conduisent aux équations suivantes, reliant en chaque point la densité de courant $\vec{I}$ au champ électrique $\vec{E}$ et aux concentrations c et c' des ions Cu^{++} et $(SO^4)^{--}$:

$$(1)\qquad \frac{\vec{I}}{2FU} = c\vec{E} - \frac{\lambda}{2}\overrightarrow{\text{grad}}\,c,$$

$$(2)\qquad 0 = -c'\vec{E} - \frac{\lambda}{2}\overrightarrow{\text{grad}}\,c',$$

$$(3)\qquad \text{div}\,\vec{E} = \frac{4\pi}{D}F(2c - 2c') = 2{,}77.10^{16}(c - c').$$

(*) Séance du 23 février 1948.

U : mobilité de l'ion Cu^{++}; F : Faraday; $\lambda = RT/F$; D : constante diélectrique de l'eau.

Les longueurs sont évaluées en centimètres, les concentrations en ions — g/cm³, les grandeurs électriques en unités pratiques. A 25° C., $\lambda \# 1/39$ et $D = 78,8$.

La valeur très élevée du coefficient de $(c - c')$ dans (3) nous permet de faire $c = c'$ dans les équations (1) et (2).

Indiquons, sans calculs, les conséquences les plus importantes des relations précédentes :

a. les surfaces équipotentielles sont des surfaces d'égale concentration (*c'est en particulier le cas de la surface de l'anode*). La concentration augmente notablement quand on se rapproche de l'anode;

b. *les lignes de courant sont confondues avec les lignes de force du champ;*

c. on obtient la relation

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{2}{\lambda} E^2. \tag{4}$$

Il existe donc, dans la couche de diffusion, une charge électrostatique positive répartie, due à un léger excès de c sur c', et proportionnelle à E^2.

Elle se localise, en particulier, au contact de l'anode, dans les régions où le champ aurait tendance à être le plus intense, c'est-à-dire *près des aspérités*. Elle a pour effet de réduire sélectivement l'intensité du champ en ces points. *Elle tend donc à uniformiser la densité de courant à la surface de l'anode.*

En l'absence d'une résolution de l'équation (4), je réserve, pour le moment, mes conclusions quant à l'importance numérique de cet effet.

Des calculs analogues, quoique plus compliqués, et qui seront publiés ailleurs, montrent que si l'on admet que des ions H^+ restent dans la couche de diffusion, les conclusions précédentes subsistent, la densité de la « charge d'espace » se trouvant même accrue.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur la méthode des états de spin.*

Note (*) de MM. **Raymond Daudel** et **Robert Jacques**.

Dans la méthode des états de spin on peut définir l'indice de liaison de la façon suivante. Posons

$$n_{lm} = \sum_{ij} [2 a_i a_j g_{ijlm} - a_i^2 g_{ilm}],$$

si a_i est le coefficient du $i^{\text{ème}}$ état de spin, si $g_{ijlm} = 1$ dans le cas où il y a couplage attractif entre les atomes l et m pour les deux fonctions i et j et 0 dans le cas contraire et, enfin, si $g_{ilm} = 1$ dans le cas où il y a couplage répulsif entre les deux atomes l et m pour la fonction i et 0 dans le cas contraire.

(*) Séance du 23 février 1948.

On peut alors définir l'indice de liaison à l'aide de la relation

$$I_{lm} = A n_{lm} + B,$$

A et B sont deux constantes que l'on choisit, en sorte que l'on ait : 1° $I_{lm} = 0$ pour une liaison simple d'une molécule conjuguée d'où serait exclue la résonance, ce qui entraîne

$$0 = -\frac{1}{2} A + B.$$

2° $I_{lm} = 1$ pour une liaison double, ce qui donne

$$1 = A + B,$$

d'où

$$I_{lm} = \frac{1}{3}(2 n_{lm} + 1).$$

C'est là une définition très analogue à celle que Penney [1] a publiée à la suite du traitement proposé par Pauling et collaborateurs [2].

On peut évidemment, comme il a été fait en mésomérie [3] et en méthode orbitale [4], et comme on pourrait le faire à partir de la méthode de Pauling-Penney, définir un indice de valence libre à l'aide d'une formule du type suivant :

$$J_l = C - \sum_m I_{lm}$$

[en mésomérie il faut prendre $C = 1$ [3]. En méthode orbitale, C a été choisi égale à 1,68 [5]].

Cependant, la méthode déjà proposée [6] pour la définition de la valence libre reste convenable (surtout pour classer les indices de valence libre au sein d'une même molécule). En effet, à chaque formule du type $_{+}{}^{+-}{}_{-}$ on peut faire correspondre une formule nouvelle de polarisation du type $_{+-}{}^{+-}{}_{-}$ qui introduit à la fois un couplage attractif pour le perturbateur et un couplage attractif interne qui tend à diminuer la hauteur de la barrière de potentiel. Tandis qu'au contraire une formule telle que $_{-}{}^{+-}{}_{+}$ introduit une formule nouvelle du type $_{-+}{}^{+-}{}_{+}$ qui tend au contraire à élever cette barrière.

---

(1) *Proc. Roy. Soc.*, A, 158, 1937, p. 306.

(2) PAULING, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 18, 1932, p. 293; PAULING, BROCKWAY et BEACH, *J. of the Am. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 2705.

(3) R. DAUDEL et A. PULLMAN, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 599; P. DAUDEL, R. DAUDEL, R. JACQUES et M. JEAN, *Revue Scientifique*, 84, 1946, p. 489.

(4) C. A. COULSON, *Trans. Far. Soc.*, 42, 1946, p. 265; C. A. COULSON, P. DAUDEL et R. DAUDEL, *Revue Scientifique*, 85, 1947, p. 29.

(5) C. A. COULSON, *Trans. of the Faraday. Soc.* (sous presse).

(6) R. DAUDEL, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 175.

La définition en question est particulièrement facile à appliquer quand on calcule les poids des états de spin par la formule approchée

$$a^2 = \frac{1}{p^2} \text{ étendue à tous les états de spin}$$

(p étant le nombre des couples de spin de même signe et adjacents dans l'état de spin envisagé).

D'ailleurs les deux définitions proposées correspondent peut-être, l'une à la notion véritable de *valence libre*, l'autre au *caractère d'insaturation*. Mais il y aurait lieu de définir ces notions avec plus de précision.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse du (bromo-diméthylmercapto)-triphényléthylène.* Note (*) de MM. **Dat Xuong**, **Paul Cagniant** et **Charles Mentzer**, présentée par M. Marcel Delépine.

Quand on remplace dans une molécule physiologiquement active un groupement (— CH = CH —) ou un atome d'oxygène par un atome de soufre, trois cas peuvent se présenter :

a. la nouvelle substance, isostère de la précédente, possède qualitativement les mêmes propriétés que cette dernière;

b. elle est inactive;

c. elle est un antagoniste du dérivé initial.

Jusqu'ici la notion d'antagonisme a été particulièrement féconde dans le domaine des vitamines, mais n'a pas encore permis l'obtention d'antihormones. Partant d'un composé œstrogène : le bromo-diméthoxy-triphényléthylène (III), nous avons donc tenté de remplacer dans cette molécule les deux atomes d'oxygène par deux atomes de soufre, pensant qu'il serait intéressant d'examiner au point de vue biologique le nouveau dérivé ainsi obtenu.

En ce qui concerne la synthèse, deux d'entre nous ont montré récemment [1] que l'action du chlorure de l'acide phénylacétique sur l'anisol en présence de $AlCl_3$ peut donner naissance :

a. à la cétone (I) pure si l'on ajoute goutte à goutte le chlorure d'acide au mélange anisol + $AlCl_3$;

b. au dérivé éthylénique (II) si, au contraire, on introduit $AlCl_3$ dans le

(*) Séance du 26 avril 1948.

(1) C. Mentzer et Dat Xuong, communication au *XIe Congrès International de Chimie*, Londres, 1947.

mélange de chlorure d'acide et d'anisol.

$$C_6H_5.CH_2.COCl + C_6H_5.OCH_3 \rightarrow \begin{cases} C_6H_5.CH_2.CO.C_6H_4.OCH_3\ (p.) & \text{(I)} \\ C_6H_5.CH{=}C\begin{cases}C_6H_4.OCH_3\ (p.)\\ C_6H_4.OCH_3\ (p.)\end{cases} & \text{(II)}\end{cases}$$

$$C_6H_5.CBr{=}C\begin{cases}C_6H_4.OCH_3\ (p.)\\ C_6H_4.OCH_3\ (p.)\end{cases} \quad \text{(III)}$$

En remplaçant dans la réaction (*b*) l'anisol par le thioanisol, il se forme avec des rendements satisfaisants le di-(méthyl-mercapto) triphényléthylène qui par bromuration directe dans l'acide acétique conduit au corps cherché. La technique utilisée est d'ailleurs identique à celle qui a été déjà décrite dans notre travail précédent ([2]).

Dans un mélange de 3 molécules de thioanisol et de 1 molécule de chlorure de l'acide phénylacétique, introduire, par petites fractions, 1,1 molécule de $AlCl_3$ en agitant énergiquement. Abandonner le mélange à la température du laboratoire pendant 48 heures et traiter comme d'habitude. Il se forme un mélange de *p*-(méthyl-mercapto)-phényl-benzyl-cétone (IV) $C_{15}H_{14}OS$, très soluble dans l'alcool chaud (F 98°; S trouvé, 13,3 %; S calculé, 13,2 %), et de *di*-(*p*-méthyl mercapto) triphényléthylène (V) $C_{22}H_{20}S_2$, peu soluble dans l'alcool chaud (F 112°, donnant une coloration bleu foncé en présence de SO_4H_2 concentré : C calculé, 75,86 %; C trouvé, 76,3 %; H calculé, 5,74 %; H trouvé, 5,84 %).

$$C_6H_5.CH_2{-}CO{-}C_6H_4.SCH_3\ (p.) \quad \text{(IV)} \qquad C_6H_5{-}CH{=}C\begin{cases}C_6H_4.SCH_3\ (p.)\\ C_6H_4.SCH_3\ (p.)\end{cases} \quad \text{(V)}$$

La bromuration de ce dérivé éthylénique s'effectue suivant le procédé classique par action du brome en solution acétique, à la température ordinaire et à la lumière du jour. Le bromo-*di*-(*p*-méthyl mercapto)-*tri*-phényléthylène, $C_{22}H_{19}S_2Br$, fond à 133°; Br calculé, 18,7 %; Br trouvé, 18,4 %.

Le composé administré à la rate castrée est dépourvu de propriétés œstrogènes, même à la dose de 5mg. Son éventuelle activité *antiœstrogène* est à l'étude.

([2]) C. MENTZER et DAT XUONG, *Bull. Soc. Chim.*, (5), **14**, 1947, p. 885.

MINÉRALOGIE. — *Détermination de la cristobalite à l'aide des rayons X dans les plaques minces de roches volcaniques*. Note de Mlle **Mireille Michel-Lévy**, présentée par M. Charles Mauguin.

La cristobalite apparaît fréquemment dans la synthèse des roches acides. Elle affecte dans ce cas la forme de petites sphères blanches dans les géodes et se rencontre également en tablettes imbriquées en tuiles de toit au sein du verre.

Partant de ces constatations, nous avons poursuivi la recherche de ce minéral dans la riche collection de plaques minces de roches accumulées par M. Alfred Lacroix au Muséum d'Histoire Naturelle.

M. Lacroix avait signalé dans de nombreux gisements de France et de nos colonies la présence de la tridymite. Par contre, il n'indique en 1910 (1) la présence de la cristobalite que dans quelques rares gisements et il ne la décrit que dans sa forme en octaèdres, seule connue à cette époque.

Si l'on a recours aux ouvrages de Rosenbusch, on constate qu'en 1905, cet auteur attribuait à la tridymite la forme en tuiles alors que plus tard, en 1927, Mügge, dans la cinquième édition révisée de Rosenbusch, donne la forme en tuiles comme caractéristique de la cristobalite (2).

Pour sortir de l'indécision où nous laissaient les méthodes habituelles du microscope polarisant pour la détermination précise de ces deux formes de silice cristallisée aussi voisines, nous avons eu recours à l'emploi des rayons X appliqués directement sur la plaque mince.

A cet effet, la plaque mince de la roche est isolée de son support de verre, puis recouverte, sauf l'endroit intéressant, d'une peinture faite de plomb en poudre fine dilué dans de la gomme laque; le cliché de rayons X, exécuté avec la radiation K_α du cuivre, donne seulement les taches dues à la diffraction à travers la plage cristalline à identifier, taches nombreuses correspondant à plusieurs individus cristallins, mais cependant ne constituant pas des raies continues comme le ferait une poudre fine; l'identification se fait par superposition avec un diagramme de poudre réalisé avec une cristobalite authentique. Toutes les taches du premier cliché se placent sur les raies du second. Le faisceau de rayons X frappant la bordure de plomb de la plage isolée, détermine l'apparition de raies faibles du plomb, nullement gênantes. Cette plage peut ne pas dépasser deux dixièmes de millimètre de diamètre.

Nous avons pu ainsi assurer la présence de la cristobalite en tablettes imbriquées en tuiles de toit dans la pâte microlitique de la roche, dans un échan-

---

(1) *Bull. Soc. Minér.*, **33**, 1910, 86.

(2) *Mikroskopische Physiographie*, 1905, 4e édition; Rosenbusch et Mügge, *id.*, 1927, 5e édition.

tillon de dacitoïde de la Montagne Pelée; dans une delléniloïde à hornblende et biotite provenant du col du Djebel-Tizi Aïcha, région de Marnia, en Algérie; dans la dômite du Puy de Clierzou; dans une dellénite formant filon dans la brèche andésitique du Plomb du Cantal.

Un contrôle supplémentaire a été apporté à ces constatations par la comparaison des indices de ces minéraux avec des liqueurs d'indice connu; profitant de ce que les plaques minces étaient entièrement décollées, on les a percées au voisinage de la cristobalite et on les a immergées dans un liquide d'indice 1,481, intermédiaire entre celui de la tridymite (1,477 environ) et celui de la cristobalite (1,486 environ). Les cristaux ont chaque fois montré un indice supérieur. Nous avons aussi appliqué ce procédé à une latite des environs de Murat.

D'autre part, la révision de nombreuses plaques (dômite des Puys de Dôme, de Cocuset, de la Coquille, rhyolite sphérolytique et sancyite de Lusclade, sancyite de la vallée de Lacour, dacite en filon du Lioran, delléniloïde du Puy Mary, etc.) nous conduit à penser que la cristobalite s'y trouve partout identifiable.

Les pétrographes de pays étrangers ont d'ailleurs reconnu depuis une vingtaine d'années de nombreux gisements de roches volcaniques contenant de la cristobalite.

On voit la sécurité qu'apportent les rayons X à la détermination d'une espèce cristalline qui n'apparaît dans les roches que sous une forme difficile à préciser et cependant très fréquente.

GÉOLOGIE. — *Le sondage de Fitou* (*Aude*).

Note de M. **Jean-Paul Destombes**.

Fitou est situé à proximité de la côte méditerranéenne, à 15^{km} au nord de Perpignan. Un sondage a été implanté à 2^{km} à l'ouest de la localité, sur le Causse urgo-aptien et sur le bord sud d'une dépression correspondant aux affleurements d'un diapir triasique, à l'altitude de 140^m. Son but était de reconnaître la composition et le mode de gisement du Trias salifère de cette partie orientale des Corbières, où existent des sources salées d'origine triasique.

Le carottage continu a révélé l'existence d'un complexe anhydrito-dolomitique, avec de rares indices de sel gemme et quelques calcaires, fortement replissé, de la profondeur 0 à 650^m. L'anhydrite est remplacée par le gypse dans les 250 premiers mètres. Sous ce complexe, des schistes *maclifères* forment la base du sondage, entre 650 et 672^m. Entre les profondeurs 135 et 210^m, s'intercale une lame de terrains primaires : schistes carburés gothlandiens, schistes et lydiennes carbonifères, *non métamorphiques*. La seule détermination des échantillons du socle hercynien autorise immédiatement deux conclusions :

a. la présence proche du sondage d'un massif granitique qu'on pourrait relier à celui de Querigut, au S-W, en direction conforme à celle des plis des Corbières orientales; *b*. l'importance du déplacement de l'écaille primaire non métamorphique, lors d'un des paroxysmes d'âge pyrénéen.

La position stratigraphique du complexe anhydrite-dolomie n'est pas exactement définie. Les calcaires qui lui sont liés sont ceux qu'on trouve à Padern (Aude), au toit du Trias moyen (1). On n'a donc pas de raison de le rattacher au Keuper plutôt qu'au Muschelkalk. L'épaisseur considérable (100 à 150^{m}) et le faciès de ces dépôts lagunaires autorisent cependant à les comparer à l'*Anhydrite-groupe* du Muschelkalk germanique. Leur épaisseur apparente est due à une accumulation tectonique. A peu de distance au Nord (Treilles, la Marende) le Trias est réduit à de petites cicatrices apparaissant entre le socle primaire et le Jurassique, où il a été au contraire fortement réduit par laminage.

Une étude pétrographique détaillée du complexe, facilitée par la solubilité relative de la dolomie, a montré une liaison intime des cristaux de dolomie et de ceux d'anhydrite : structures intersertales, oolithiques; chevelus microcristallins de l'un ou de l'autre minéral dans des strates pœcilitiques indifférenciés. La simultanéité des dépôts ne semble pas douteuse.

Des brèches de foisonnement montrent les différents termes de passage du complexe stratifié à la brèche gypseuse classique, et dans différents ciments la série des minéraux néogènes : dolomie rhomboédrique, pyrite, quartz bipyramidés. Une étude statistique sur ces cristaux montre qu'on les trouve, en milieu gypseux ou anhydritique, lorsque la dolomie et son support argileux ont été remis en circulation et cimentent les brèches.

L'ophite, roche éruptive qui très vraisemblablement s'est injectée en sills dans la partie supérieure du Keuper (2), existe à l'état de blocs, quelquefois microscopiques, en contact bréchique de divers éléments du complexe. Un certain métamorphisme affecte une grande quantité d'échantillons étudiés; l'anhydrite, la dolomie, le gypse surtout, sont souvent piquetés de tourmaline, en très fines baguettes, et de phyllites de muscovite. L'ophite elle-même est affectée par ce métamorphisme et l'on doit en rechercher l'origine dans un massif de syénite néphélinique contigu au sondage. Cette syénite traverse l'Urgo-aptien de la région; elle est liée ici à la première phase orogénique pyrénéenne (ante-Cénomanienne) qui a joué un rôle majeur dans les Corbières, comme dans une grande partie des Pyrénées où elle s'accompagne aussi de roches éruptives. L'étude des brèches de friction du sondage et de leurs ciments sous le rapport de la présence de la tourmaline, est significative. On observe

---

(1) L. Barrabé, *B. S. C. G. F.*, **187**, 1932, p. 121.

(2) J.-P. Destombes et R. Bollo, *Sur l'âge triasique supérieur d'une coulée ophitique à Ségalas* (*Ariège*) (*C. R. S. G. F.*, 1946, p. 51).

que la plus grande partie d'entre elles ont leurs éléments et leurs ciments métamorphisés. La brèche de base de l'écaille primaire, en particulier, est dans ce cas; la tourmaline chevauchant éléments et ciment est postérieure à la mise en place de l'écaille. *On peut donc penser qu'à Fitou des mouvements majeurs ont dû se situer au Crétacé moyen.* L'étude du sondage de Fitou apporte donc à la connaissance géologique de la région les principaux faits suivants :

L'existence d'un bassin lagunaire (où le sel a dû se déposer), riche en sulfates de chaux contemporains de la dolomie. Ce bassin subsident a été fortement plissé et poussé vers le socle primaire résistant des Corbières, au Nord-Ouest, *à l'époque crétacée.* Le déplacement de la couverture vers le Nord-Ouest, mouvement sur lequel M. L. Barrabé a attiré l'attention ([3]), semble à Fitou bien démontré.

Le socle primaire lui-même en s'écaillant a contribué à la multiplication des plis rencontrés par la sonde.

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence d'ondulations dirigées ENE-WSW dans la partie septentrionale du Massif Central français.* Note de M. **Jean Dautry**, présentée par M. Charles Jacob.

L'étude du contact entre le Bassin Parisien et le nord du Masif Central nous a conduit à admettre l'existence d'ondulations d'âge hercynien orientées ESE-WNW, formant avec les directions armoricaines et varisques un angle toujours constant.

A. *Dans les couches sédimentaires*, à l'est de la Faille du Sancerrois, et plus précisément à travers le bassin permien du Bourbonnais, nous avons constaté les anomalies suivantes : 1° interruption de la montée vers le Sud des couches sédimentaires; 2° présence d'îlots plus anciens : Houiller de Theneuille-Vieure, horst de Bourbon-l'Archambault, Permien de Montilly, alignés au milieu de couches plus récentes, allant du Permien jusqu'au Lias; 3° discordance et variations d'épaisseur dans le Permien moyen, le Rhétien et le Lias; 4° faciès particulier au milieu des argiles micacées du Permien moyen (calcaire et schistes à Poissons).

Ces anomalies paraissent jalonner, suivant la direction indiquée, une ligne de hauts fonds, flanquée parallèlement, au Nord et au Sud, par deux régions déprimées. Plus au Nord, une ligne allant de Cerilly jusqu'à Decize paraît constituer un ancien axe anticlinal servant de bascule entre le Sancerrois et le Nivervais au Nord et la Limagne au Sud. Discordance, variations d'épaisseurs, faciès, tout semble situer ces mouvements à partir du milieu du Carbonifère.

([3]) *La terminaison de la nappe des Corbières Orientales* (*B. S. C. G. F.*, n° **211**, 1942, p. 165).

B. *Dans la zone hercynienne, à l'ouest de la Faille du Sancerrois*, les ondulations décelées se prolongent vers l'Ouest-Sud-Ouest; 1° par les pendages des gneiss et des micaschistes plissés eux-mêmes en anticlinaux et synclinaux de direction ENE-WSW, même à travers le Fossé du Cher, par le seuil gneissique de Reugny, au nord de Montluçon; 2° par l'orientation et la genèse probable des îlots ou des masses granulitiques, ainsi que par l'alignement ENE-WSW ou E-W des amphibolites suivant les lignes de plissements; 3° par la zone mylonitique de G. Mouret, de Montluçon à la Creuse, charriage probable prolongeant l'anticlinal Théneuille-Vieure; 4° par des discordances, Stéphanien sur Dinantien, et par la conservation de lambeaux stéphaniens, alignés ENE-WSW, en dehors des fossés tectoniques (La Bouteille, Ahun, Bosmoreau, etc.).

Le contact entre le batholite de Guéret et la Marche, zone hercynienne le prolongeant au Nord, semble montrer la juxtaposition de deux styles tectoniques différents :

a. un batholite antéhercynien;

b. une tectonique plissée de style plus souple, avec charriage ou ligne de contact par pli-faille, à poussées vers le Nord-Nord-Ouest et granulitisation syn- ou post-tectonique. Le passage graduel à des plis de direction armoricaine s'accomplit par alignements E-W, puis NW-SE (Saint Sulpice-les-Feuilles-Maillac), mais avec interférence par la poursuite de directions granulitiques et gneissiques vers l'Ouest-Sud-Ouest. Dans cette région, les ondulations décelées paraissent d'âge postdinantien et antéstéphanien.

Toutes les ondulations dont il vient d'être question sont caractérisées par : 1° leur dissymétrie, avec flancs nord anticlinaux à pente douce, flancs sud à pente raide; 2° les nœuds et les ventres, c'est-à-dire élargissements et rétrécissements suivant la direction des plis; 3° l'arrêt de toutes les failles méridiennes ou subméridiennes à la traversée des anticlinaux.

Au Sud, le pli de La Bosse, au NW du Bassin d'Ébreuil, paraît s'intégrer à ces mouvements. *Au Nord*, il en est de même des directions anciennes entre le Massif de Saint-Saulge et le Sancerrois. Le prolongement de ces plis paraît se poursuivre à travers la Limagne, où, à Varennes-sur-Allier, un îlot de Stampien surgit au milieu de l'Aquitanien. Le rejeu tertiaire certain de ces directions, décelé par les failles et l'inclinaison et la variation de l'épaisseur de l'Aquitanien, permet de considérer ces plis comme dus à des mouvements lents, en rapport avec des zones de subsidences localisées, mais continues. Les lignes principales d'affaissement restent des synclinaux; les lignes de résistance, une ligne de hauts fonds, les mouvements alpins ayant faillé les seuls synclinaux.

Ces lignes paraissent se retrouver dans le Morvan, puis se prolonger dans le Massif de la Serre, témoin principal d'un haut fond ancien, sans doute cause d'une déviation des plis du Jura.

GÉOLOGIE. — *Un nouveau Bassin houiller dans le Sud-Oranais (Algérie) : le Bassin du Mézarif.* Note de MM. **Wilhelmus Josephus Jongmans** et **Paul Deleau**, présentée par M. Paul Fallot.

Au pied du revers méridional de l'Atlas saharien, à 60^{km} au sud de Béni-Ounif et à 70^{km} à l'est de Colomb-Béchar, le Djebel Mézarif est un anticlinal complexe de calcaire carbonifère (Viséen-Namurien). Il peut être considéré comme la retombée Est d'une très large zone anticlinale, alignée Nord-Sud, s'étendant du Djebel-Béchar au Djebel Mézarif et dont l'axe est occupé par l'Oued Zousfana. A l'est de cette zone anticlinale on peut donc s'attendre à retrouver une zone synclinale qui, géologiquement, serait le symétrique du grand Bassin de Sfaïa-Abadla [1] par rapport à l'axe Zousfana. Mais la majeure partie de la région située à l'est du Mézarif est couverte par des atterrissements, des calcaires lacustres récents, des ergs, sauf dans la cuvette d'érosion de Nekheïla. En 1943, M. Vazeille, alors Directeur des Houillères de Colomb-Béchar et Kénadza, avait reconnu dans cette cuvette un affleurement charbonneux qui paraissait intéressant. L'exploration de la cuvette de Nekheïla vient de nous faire découvrir une très belle flore et une faune des assises les plus élevées du Westphalien. Le bord sud de la cuvette montre, au-dessus d'une importante masse de grès (200^{m}) et de marnes schisteuses grisâtres ou verdâtres à intercalations de grès feuilletés (150 à 200^{m}), deux stampes de chacune 40^{m} d'épaisseur environ, séparées par un banc de grès gris à ripple marks. Le plongement général des strates varie entre 35° et 7° Est.

Chaque stampe renferme deux couches charbonneuses notées comme il suit, de haut en bas : dans la stampe inférieure, la couche A ou veine Vazeille (découverte par M. Vazeille, en 1943) et la couche B; dans la stampe supérieure, les couches C et D. Les toits de ces intéressantes couches charbonneuses sont très fossilifères.

— Toit de la veine Vazeille : *Neuropteris scheuchzeri* (nombreux) *N.* cf. *rarinervis* (rares); *Pecopteris miltoni* (nombreux); *Pec. arborescens; Pec. sp.* div.; *Sphenopteris* groupe *obtusiloba Sphenophyllum emarginatum* (nombreux); *Sph.* cf. *majus; Lepidodendron ophiurus; L.* cf. *wortheni; Lepidostrobus* sp.; *Calamites; Annularia sphenophylloïdes; Calamostachys; Cordaïtes.*

— Toit de la couche B : *Neuropteris scheuchzeri* (nombreux); *Cyclopteris fimbriata* appartenant à *Neuropteris (Mixoneura) ovata; Pecopteris miltoni* (nombreux); *Sphenophyllum* sp.

— Toit de la couche C : *Neuropteris scheuchzeri* (nombreux); *N. rarinervis* (très rares); *Linopteris muensteri* (très rares); *Pecopteris miltoni; Asolanus camptotaenia.*

---

(1) Paul Deleau, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 5e série, 15, p. 625-632 et 16, p. 2-10.

— Toit de la couche D : Il apparaît dépourvu de flore mais, à deux centimètres au toit du remplissage charbonneux, se trouve un niveau très riche en Crustacés : *Candona elongata* accompagnés d'*Anthracomya prolifera*. Cette association caractérise, avec *Estheria limbata*, les couches les plus élevées du Bassin de Béchar et Kénadza, reconnues par sondages sous les morts terrains (2).

La détermination des flores n'est pas encore terminée et fournira sans doute d'*autres espèces*, en particulier pour les *Pecopteris*, dont la détermination à première vue est difficile. Il est certain qu'il existe plusieurs espèces apparemment stéphaniennes. La flore et la faune des affleurements houillers de Nekheïla indiquent avec certitude le Westphalien D (= Stéphanien inférieur). Au-dessus de ces stampes houillères viennent *en concordance* 400 à 500^{m} de marnes rouges à intercalations de bancs de grès rouges, surmontés d'un poudingue rouge. Toutes ces assises de marnes et de grès rouges, sauf le poudingue, sont connues dans le grand bassin houiller de Sfaïa-Abadla. Elles peuvent représenter le Westphalien E, c'est-à-dire le Stéphanien moyen et supérieur, et peut-être même le Permien (Autunien).

La découverte du Westphalien D (= Stéphanien inférieur) à Nekheïla, à 10^{km} à l'est des affleurements namuriens du Djebel-Mézarif, permet de prévoir l'existence des Westphaliens A et B et du Westphalien C, productif à Béchar-Kénadza et à Sfaïa-Abadla, entre le Djebel Mézarif et la cuvette de Nekheïla. Ces étages sont masqués par 30 à 40^{m} de marnes et de calcaires lacustres probablement pliocènes. Nous espérons, dans un bref délai, apporter des données plus complètes sur ce bassin houiller qui paraît couvrir au minimum 300$^{km^2}$.

GÉOLOGIE. — *Sur le comportement du sillon albano-thessalien au cours de l'orogénèse*. Note de M. **Jan Houghton Brunn**, présentée par M. Paul Fallot.

J'ai montré, dans une Note récente (1), que le sillon albano-thessalien s'était comporté durant l'Oligocène et le Miocène, comme une zone relativement mobile, en ce qui concerne tout au moins les effets verticaux des pressions orogéniques.

Par contre, pour autant qu'on puisse reconstituer son histoire, ce sillon semble avoir joué dans l'orogénèse le rôle d'un bloc résistant vis-à-vis des déplacements horizontaux.

1° La dernière phase orogénique datant du Miocène terminal (postérieure au

(2) Paul Deleau, *Présence du Stéphanien dans le Carbonifère du Bassin de Colomb-Béchar-Kénadza* (*C. R. S. Soc. Géol. Fr.*, **4**, 1940, p. 29).

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 940-942.

Vindobonien, antérieure au Pliocène supérieur à *Elephas meridionalis* et *Equus Stenonis*) est celle pour laquelle les documents sont les plus clairs. Les couches oligocènes et miocènes du sillon sont fortement redressées tout le long de leur bordure Sud-Ouest; elles sont même parfois renversées (Zalovon, ouest de Grevena) ou, près de Krania (sud-ouest de Grevena), sont chevauchées par les roches vertes venant de la zone dinarique externe, c'est-à-dire du Sud-Ouest. Il s'agit donc là de mouvements tangentiels d'une amplitude assez considérable. Or, ces déformations ne se manifestent que sur une largeur de quelques centaines de mètres à partir de la limite sud-ouest des couches tertiaires. Dans tout le reste du sillon, large d'une trentaine de kilomètres en moyenne, les terrains oligocènes et miocènes sont faiblement inclinés vers le Nord-Est, comme s'il n'y avait eu qu'un mouvement de relèvement d'ensemble autour d'un axe synclinal situé très près de la limite nord-est du sillon.

2° Au cours de la phase tectonique principale (Oligocène inférieur), le bord sud-ouest du sillon marque la limite, vers le Nord-Est, des plis intenses de la zone dinarique externe. En maints endroits le long de la zone de contact entre celle-ci et le sillon, on voit les calcaires éocènes inférieurs et crétacés de cette zone externe réapparaître, violemment redressés, perçant leur manteau de flysch et parfois la nappe des serpentines, comme s'ils avaient rencontré un obstacle les forçant vers le haut. On peut suivre ce phénomène depuis le Grammos jusqu'au Kotziakas inclus.

Au nord-est de cette limite, aux rares points où le substratum du sillon affleure sous le Tertiaire, on voit les calcaires du Crétacé supérieur, modérément inclinés, reposer normalement, avec parfois quelques bancs conglomératiques rougeâtres intercalés, sur des riadiolarites, elles-mêmes recouvrant des roches basiques à peu près saines. Plus loin vers l'Est, sur la bordure occidentale du massif pélagonien, ces calcaires sont transgressifs indifféremment sur le Trias, les roches vertes et autres terrains fortement plissés, mais ne présentent eux-mêmes que des ondulations à grand rayon de courbure.

3° La phase orogénique de la fin du Crétacé inférieur dite phase *anté-Gosau*, n'a au contraire affecté que les régions situées au nord-est du sillon, où elle se manifeste par la discordance du Crétacé supérieur mentionnée plus haut. Au sud-ouest du sillon, dans la zone dinarique externe, on ne peut y rapporter tout au plus que des variations de faciès dans une série concordante depuis le Trias moyen jusqu'à l'Eocène supérieur. Bien loin d'être un effrondrement récent, le sillon semble donc avoir eu, comme tel, une longue histoire derrière lui. Il paraît avoir occupé depuis longtemps la même place relative en bordure du massif pélagonien. Son fond est demeuré rigide et a joué par rapport aux poussées orogéniques le rôle d'une butée arrêtant la propagation des déformations tectoniques.

Ces quelques considérations entrent dans le cadre de la suggestion que j'ai

déjà formulée concernant l'origine des roches vertes de Grèce et d'Albanie ([2]). Me fondant sur leurs conditions de gisement, j'ai été amené à admettre qu'elles auraient été émises, après le Trias, par une grande déchirure qui se serait produite, lors d'une période de distension, entre le massif pélagonien et le géosynclinal dinariqne, précisément dans la situation encore occupée par le sillon ([3]). Celui-ci se trouverait donc sur le lieu de l'ancienne émission fissurale; il est effectivement jalonné sur toute sa longueur par les roches vertes. Cette sorte de batholithe aurait d'abord été profondément enracinée dans les zones plutoniques dont il émanait, ce qui pouvait suffire à arrêter la propagation vers le Sud-Ouest des mouvements anté-Gosau du massif pélagonien. Puis, décollé par les grandes poussées tertiaires, il se serait alors déplacé, probablement vers le Sud-Ouest, en bloc avec le massif pélagonien, transmettant vers la zone dinarique externe les poussées qui ont donné lieu aux plis et aux charriages intenses de cette zone.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *L'ontogénie du phloème chez le* Phaseolus vulgaris *L.* Note (*) de M. **Albert Duchaigne.**

Alors que le xylème des plantules a été particulièrement bien étudié, le phloème, plus difficile à observer, n'a pas encore été décrit avec toute la précision nécessaire. C'est pourquoi nous nous sommes efforcé, en étudiant l'ontogénie de l'appareil conducteur du *Phaseolus vulgaris*, de voir s'il y avait une véritable évolution du phloème.

Nous avons constaté, au cours du développement, d'importantes modifications dans la structure libérienne aux divers niveaux de la plantule. Les premiers tubes criblés se différencient avant les premiers vaisseaux et le phloème prend dans la tige une plus grande extension que dans la racine.

1° Dans la majeure partie de la racine, il est formé de tubes criblés serrés les uns contre les autres et disposés en une bande étroite étalée sur le péricycle; les cellules du parenchyme sont rares et de faible taille; un massif de fibres (*f*, *fig*. 6 et 9), à différenciation précoce, occupe la région médiane et interne de chaque faisceau libérien.

2° A l'approche du collet, la racine se dilate progressivement; les fibres, de moins en moins nombreuses, finissent par disparaître; les tubes criblés se dispersent dans un parenchyme libérien homogène, de plus en plus abondant au fur et à mesure que l'on s'élève.

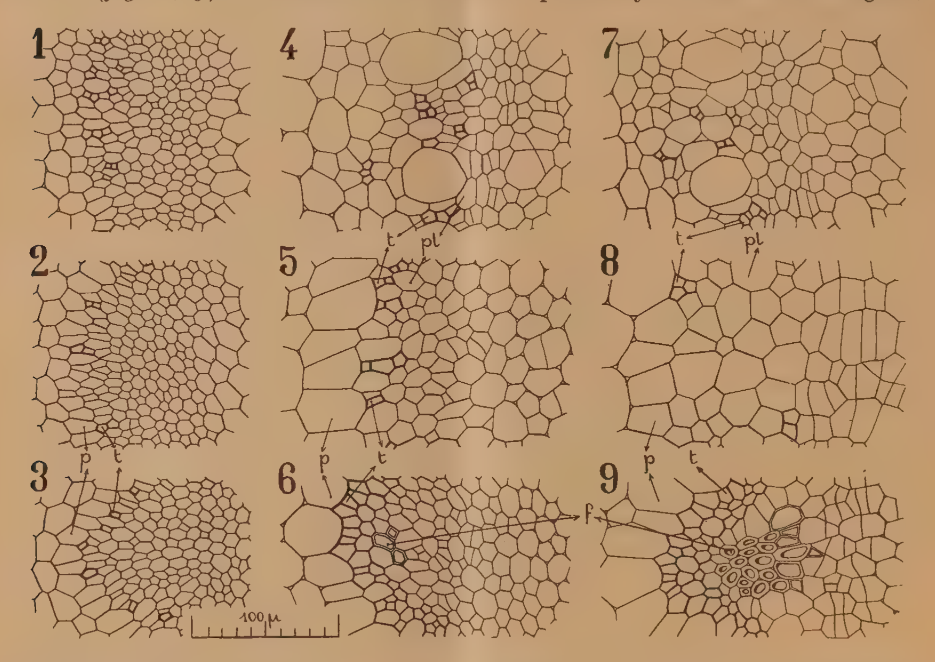
([2]) *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 735-736.

([3]) Ces roches vertes, issues du sillon, se sont en grande partie épanchées jusque dans le géosynclinal adriatico-ionien, où nous les voyons maintenant engagées dans la tectonique en nappe de la zone externe.

(*) Séance du 27 avril 1948.

3° Au collet, le parenchyme libérien devient peu à peu hétérogène. D'immenses cellules régulières apparaissent, atteignant de 40 à 50$^{\mu}$ de diamètre; elles sont disposées en une seule assise et sont séparées par des plages d'éléments plus petits dont le diamètre ne dépasse guère 20$^{\mu}$. Les tubes criblés, de 8$^{\mu}$ de calibre environ, un peu plus petits que dans la racine, forment des petits groupes dispersés dans le parenchyme, et l'ensemble contribue à donner au phloème de la tige un aspect particulier.

On peut donc distinguer dans les jeunes plantules de Haricot trois types différents de phloème, l'un fibreux, réalisé dans la majeure partie de la racine (*fig*. 6, 9); le second sans fibres, à parenchyme libérien homogène,



Phaseolus vulgaris. — Graines, 1, 2, 3; plantule de 2 jours, 4, 5, 6; plantule de 4 jours, 7, 8, 9. Racine, 3, 6, 9; base radicale, 2, 5, 8; milieu de l'hypocotyle, 1, 4. 7. Péricyle, *p*; tubes criblés, *t*; fibres, *f*; parenchyme libérien, *p. l*.

dans la base radicale (*fig*. 5, 8); le troisiéme sans fibres également, mais à parenchyme hétérogène, dans la tige (*fig*. 4, 7). Ces types ne se succèdent jamais brusquement, mais toujours progressivement. Ils commençent à s'ébaucher dans la graine (*fig*. 1, 2, 3).

D'autre part nous avons observé une évolution vasculaire semblable à celle que nous avons déjà décrite chez le *Calendula* (1), mais plus accélérée toutefois,

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 946.

et une activité particulièrement intense de la zone génératrice au collet, en rapport avec la naissance précoce des radicelles (*comparer fig.* 7 et 8).

Ces faits confirment encore qu'il n'y a pas identité des faisceaux dans la racine et dans la tige et qu'il n'y a pas non plus raccord de deux appareils conducteurs différents, l'un radical, l'autre caulinaire. Ils montrent l'existence d'une évolution du phloème primaire que nous qualifions de basifuge, car le phloème secondaire de toute la plante ressemble au phloème primaire de la tige.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Variété des organites cellulaires évoluant en taninoplastes.* Note (*) de M. **Jean Politis**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Acacia macradenia Benth. — Tandis que les feuilles de l'espèce *Acacia trinervata* et d'autres espèces du genre *Acacia*, soumises à l'action des vapeurs d'ammoniaque et de l'oxygène atmosphérique, prennent une coloration brune à cause de la grande quantité de tanin qu'elles contiennent [1], celles de l'espèce *Acacia macradenia*, soumises à la même action, ne prennent pas cette coloration. Cela est dû précisément à l'absence d'une grande quantité de tanin. En effet, en examinant une coupe perpendiculaire à travers une des folioles formant les feuilles composées de cette plante, on s'assure qu'un très petit nombre de cellules du parenchyme en palissade, seules, contiennent du tanin. Dans chacune de ces cellules on voit d'abord un corpuscule sphérique qui, sous l'action des vapeurs d'ammoniaque, prend une coloration brune et présente en général toutes les réactions microchimiques du tanin. Ces corpuscules, parfois, paraissent se multiplier par une sorte de bourgeonnement et dans ce cas on trouve, dans la cellule, plusieurs corpuscules réunis en grappe. On voit donc que les tanins, dans un certain nombre de plantes, apparaissent d'abord dans le cytoplasme, au sein de corpuscules spéciaux que nous désignons sous le nom de *taninoplastes*.

Le taninoplaste grossit progressivement, prend un volume égal ou supérieur à celui du noyau, puis perd la forme sphérique; alors le tanin remplit une grosse vacuole. Dans ces cas on rencontre dans les mêmes cellules deux catégories de vacuoles, les unes riches en tanin, les autres dépourvues de ce produit. Des taninoplastes, nous en avons observé dans d'autres espèces d'Acacias, à savoir: *Acacia decurrens* Willd., *A. brachybotrya* Benth., *A. neriifolia* A. Cunn., *A. pubescens* R. Br., *A. linifolia* Willd., *A. cultiformis* A. Cunn., *A. sclerophylla* Lindl.

Les recherches de Mangenot (1928-29-30) ont attiré l'attention sur l'existence, signalée par Went et par Af. Klercker, de deux catégories distinctes de

(*) Séance du 27 avril 1948.

(1) J. Politis, *Comptes rendus*, t. **226**, 1948, p 1389.

vacuoles dans les cellules adultes de nombreux végétaux, des vacuoles riches en tanoïdes et d'autres vacuoles dépourvues de tanoïdes.

Bailey a révélé (1930) ces deux catégories de vacuoles dans les cellules cambiales de nombreuses Gymnospermes et Angiospermes. Ces vacuoles spécialisées apparaissent de très bonne heure; leur origine n'a pu être précisée. D'après nos recherches les vacuoles tannifères d'*Acacia* résulteraient d'une action de certains organites élaborateurs que nous avons désignés sous le nom de taninoplastes. Nous avons constaté que les élaïoplastes décelés dans un grand nombre de plantes phanérogames apparaissent en contact avec le noyau. D'autre part, nos observations sur des cellules renfermant des pigments anthocyaniques nous ont permis de constater que les corpuscules décrits par nous sous le nom de cyanoplastes apparaissent souvent au voisinage du noyau. Ces faits nous ont conduit à supposer qu'un gène, à la suite d'une excitation, sort du noyau et se multiplie; les éléments qui proviendraient de cette multiplication produisent de l'anthocyane et seraient en même temps des facteurs héréditaires.

Ce que nous avons supposé pour la formation de l'anthocyane, nous pouvons aussi le supposer pour les tanoïdes et d'autres produits de l'activité de la cellule. D'après cette hypothèse on pourrait distinguer trois cas dans l'évolution des organites élaborateurs des tanoïdes. Dans le premier cas, un gène, après être sorti du noyau, constituerait une sphérule unique par cellule; c'est le cas des taninoplastes de certaines Orchidées (*Eria stellata, Cœlogyne cristata*). Dans le second cas, le gène, qui sort du noyau grossit un peu, puis se multiplie pour former des éléments qui se transforment en sphérules indépendantes les unes des autres ou réunies en grappe, qui sont capables d'élaborer des tanoïdes. C'est le cas de certains taninoplastes d'*Acacia*. Dans le troisième cas, qui serait le plus commun, le gène sorti du noyau, grossit un peu, puis se multiplie pour former de nombreux éléments mitochondiformes, en filament; ces formes, qui sont modifiables et qui paraissent dépendre des mouvements cytoplasmiques, on peut les observer dans ces cellules embryonnaires. C'est le processus décrit par P. Dangeard pour la formation des tanins dans les jeunes feuilles d'un certain nombre de Conifères.

MORPHOGENÈSE. — *Sur la destinée des fragments de rayons osseux isolés de leur base dans les nageoires de Poissons Téléostéens.* Note de M. **Maurice Blanc**, présentée par M. Louis Fage.

Dans un travail antérieur ([1]) je m'étais posé la question de savoir ce que devenait un fragment de rayon restant isolé de la base de la nageoire après amputation de celle-ci, lorsque la réparation ne se faisait pas normalement.

([1]) *Arch. Zool. exp. gén.*, N. et Rev. nº 4, 85, 1947.

J'avais émis l'opinion que ce fragment osseux persistait grâce à l'apport de matériaux nutritifs fournis aux dépens des rayons entiers voisins, par l'intermédiaire d'anastomoses sanguines transversales dont j'avais en effet constaté la formation à la suite de l'opération.

Aujourd'hui, j'apporte la confirmation de ce fait. Les fragments distaux des rayons osseux isolés de la base de la nageoire ont pu être maintenus expérimentalement dans cette situation pendant une année entière sans aucune résorption. Ils conservent le même aspect que les rayons entiers voisins et comme eux peuvent même continuer à s'accroître distalement par l'addition de nouveaux articles à la partie terminale, ainsi qu'on peut s'en rendre compte facilement en comptant le nombre des articles et en comparant les chiffres obtenus sur un même animal à différentes époques.

J'ai alors essayé de pratiquer à la fois sur les mêmes rayons, l'amputation de quelques articles médians de ces rayons et l'amputation des articles terminaux des fragments distaux déjà isolés de leur base par la première amputation. J'ai pu ainsi constater que l'extrémité distale des fragments de rayons isolés de leur base était capable de régénérer leur partie terminale supprimée, au même titre que les autres rayons de la nageoire restés en relation avec leur partie basale.

Ces résultats m'ont alors incité à envisager quel pouvait être le rôle du système nerveux radiaire sur la régénération des rayons osseux. En effet, dans les expériences ci-dessus, la continuité des nerfs radiaires a été forcément interrompue en même temps que la continuité osseuse lors de l'amputation médiane. Il suffit donc de veiller à ce que l'orifice pratiqué dans la nageoire ne se referme pas pendant la durée de l'expérience pour être sûr que cette continuité nerveuse ne se rétablit pas, tout au moins en suivant le trajet normal.

Deux auteurs, Vilter ([2]) et Thibault ([3]), ont mis successivement en évidence l'existence d'une innervation trisegmentaire dans les nageoires des Poissons Téléostéens : chaque nerf radiaire innerve non seulement son propre rayon, mais aussi les deux rayons voisins, par suite d'un *recouvrement nerveux en surface*. Il y a donc, d'après eux, pour chaque rayon, une innervation principale fournie par le nerf radiaire du rayon considéré et une innervation accessoire fournie par les nerfs radiaires des deux rayons encadrants. Par conséquent, la section de trois nerfs radiaires successifs provoque à coup sûr l'énervation complète du rayon central.

L'apparition à l'état permanent d'une zone de mélanodilatation dans la région dont on a sectionné les nerfs (les animaux étant maintenus constamment sur fond blanc) peut servir, en effet, comme preuve de l'énervation complète; s'il n'en était pas ainsi, la mélanodilatation disparaîtrait rapidement. Person-

([2]) *Comptes rendus, Soc. Biol.*, **129**, 1938, p. 1166-1168, et **130**, 1939, p. 388-390.
([3]) *Bull. Mus. Hist. Nat. Marseille*, **4**, 1, 1944 p. 17-40.

nellement, ce contrôle physiologique de l'énervation d'une partie de la nageoire, bien qu'indirect, me semble préférable aux vérifications que l'on pourrait tenter de faire à l'aide d'injections au bleu de méthylène. Le seul inconvénient de la méthode est que la solidité de la nageoire se trouve fortement compromise par ces amputations, et que l'on risque de voir la région située au delà du volet se détacher lorsque l'animal effectue des mouvements trop brutaux si le volet pratiqué est très étendu. Néanmoins, j'ai pu constater de cette façon que le système nerveux radiaire n'est pas indispensable à la régénération terminale des rayons osseux des nageoires de Poissons Téléostéens; en effet, ces phénomènes se produisent très bien dans les conditions expérimentales définies ci-dessus.

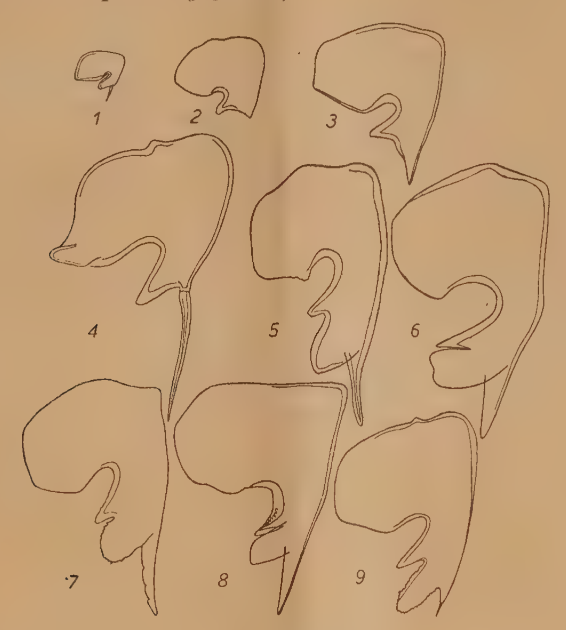
Nous pouvons donc dire que des fragments de rayons osseux, séparés expérimentalement de la partie basale de la nageoire et n'ayant de rapport avec celle-ci que par la voie sanguine, peuvent continuer à subsister ainsi, à croître normalement, et même à régénérer leur partie terminale si on la leur supprime.

ZOOLOGIE. — *Les variations de* Phymatoniscus tuberculatus *Rac.* (*Crustacés Isopodes terrestres*). *Essai d'interprétation de la loi biogénétique.* Note de M. **Albert Vandel**, présentée par M. Louis Fage.

E. G. Racovitza a institué deux genres d'Isopodes terrestres, *Oritoniscus* et *Phymatoniscus*, voisins l'un de l'autre, mais dont le second est plus spécialisé que le premier. L'exopodite du premier pléopode mâle porte un lobe simple chez *Oritoniscus* (*fig.* 4), trifurqué chez *Phymatoniscus* (*fig.* 5-9). La répartion typiquement tyrrhénienne du genre *Oritoniscus* implique que sa différenciation date de l'époque nummulitique. La distribution pyrénéo-cévenole de *Phymatoniscus* établit que l'origine de ce genre s'est produite sur une Tyrrhénide déjà scindée en deux moitiés par le géosynclinal alpin; elle remonte donc au néogène. L'espèce pyrénéenne, *Phymatoniscus tuberculatus* Rac., occupe la moitié orientale des Pyrénées, depuis la vallée de la Garonne jusqu'aux Corbières occidentales. Elle présente des variations à la fois très étendues et extrêmement complexes. Au cours de 25 ans de recherches, des séries assez complètes de cette espèce, toujours rare et très localisée, ont pu être rassemblées. Leur étude a permis d'établir les faits suivants :

1° *Variations ontogéniques.* — L'exopodite du premier pléopode mâle subit, au cours du développement individuel, des transformations importantes. Cet appendice (*fig.* 1) présente, chez le très jeune mâle ($1^{mm},25$), *tous les caractères de l'appendice correspondant du genre Oritoniscus* (*fig.* 4, *Or. pyrenæus* Rac.). Ce fait établit, sans conteste, que *Phymatoniscus* dérive d'*Oritoniscus*, dont il ne diffère que par la spécialisation et la complication du premier pléopode mâle. C'est là un remarquable exemple de parallélisme de l'ontogénie et de la

phylogénie (loi biogénétique). Le développement est caractérisé par la réduction, et généralement la disparition, de la soie terminale et par la trifurcation du lobe interne de l'exopodite (*fig.* 2-3).



2° *Variations raciales.* — *Phy. tuberculatus* se scinde, comme beaucoup de formes pyrénéennes, en races géographiques ou sous-espèces; elles sont caractérisées par la forme de l'exopodite du premier pléopode mâle. On peut reconnaître, dans l'état actuel de nos connaissances, cinq sous-espèces distinctes : *a. arbassanus* (*fig.* 5), comprise entre les vallées de la Garonne et du Salat; *b. gironensis* (*fig.* 6), localisée dans l'Aven Casteras, à Riverenert, près de Saint-Girons; *c. helenæ* (*fig.* 7), qui peuple la moyenne vallée de l'Ariège, entre Tarascon et Foix; *d. varilhensis* (*fig.* 8), propre aux petites Pyrénées ariégeoises; *e. tolosanus* (*fig.* 9), originaire des Corbières occidentales, mais qui a atteint secondairement, en suivant la dépression languedocienne, le pays toulousain.

3° Le polymorphisme si étendu de *Phy. tuberculatus* représente le résultat de la combinaison de variations ontogéniques et raciales. Les caractères sexuels des mâles de la race *varilhensis* se développent avec une extrême lenteur. Les mâles de grande taille ($4^{mm},5$) correspondant au stade adulte, ne possèdent, pour la plupart, que des caractères sexuels incomplètement formés; ils doivent être considérés comme des *néoténiques*. Inversement, les caractères sexuels de la race *gironensis* apparaissent de façon remarquablement précoce. Les mâles mesurant $2^{mm},25$ possèdent déjà des caractères sexuels parfaitement développés.

A ce stade, l'exopodite de *gironensis* présente très exactement la forme de l'appendice correspondant d'*arbassanus* (*fig.* 5). Mais, lorsque le mâle atteint la taille maxima de l'espèce ($4^{mm},5$), la forme de l'exopodite est nettement différente (*fig.* 6); le type *gironensis* est donc *surévolué* par rapport à celui d'*arbassanus*.

Conclusions. — Il est possible de rendre compte des variations complexes de *Phy. tuberculatus* en invoquant un mécanisme ontogénique très simple. On sait que la croissance des caractères sexuels est de type allométrique positif (Lameere, Champy, J. S. Huxley, etc.). Les caractères sexuels des Arthropodes se trouvent sous la dépendance d'un inducteur ou organisateur sexuel dont la nature exacte nous échappe encore, mais dont l'existence ne saurait être mise en doute. Si l'induction est faible, le caractère sexuel se développe lentement, et sa différenciation est faible. C'est la condition réalisée chez les formes primitives. Si l'induction est forte, l'évolution du caractère sexuel est rapide; elle conduit, en raison des conditions d'allométrie, à un haut degré de différenciation de l'organe. C'est le propre des espèces évoluées. Les genres *Oritoniscus* et *Phymatoniscus*, les sous-espèces *arbassanus* et *gironensis*, offrent des exemples très clairs de ces conditions opposées. L'évolution phylogénique et ses répétitions ontogéniques (loi biogénétique) apparaissent comme la conséquence de la vitesse variable des déroulements embryonnaires.

PHYSIOLOGIE. — *Sur quelques propriétés remarquables de l'extrait de glande hypobranchiale chez* Murex erinaceus. Note (*) de MM. **Antoine Jullien** et **Jean Ripplinger**, présentée par M. Léon Binet.

L'extrait de glande à pourpre de *Murex erinaceus* manifeste des propriétés bien différentes de celui de *Murex trunculus* et *Murex brandaris* déjà étudiés par l'un de nous ([1]). Nous nous sommes servis, dans nos investigations, du produit obtenu par broyage et macération de glandes fraîchement excisées en Ringer ésériné. Quelques douzaines d'exemplaires de Murex sont nécessaires pour fournir un gramme d'organe. Le liquide de macération est incolore; l'apparition du pigment est lente et exige une exposition de plusieurs heures à la lumière solaire.

Si l'on applique l'extrait au 1/20 sur une préparation de muscle dorsal de Sangsue stabilisée (mS; *fig.*), on recueille, au début, un effet de type acétylcholinique (3, *fig.*), mais il est de faible amplitude et correspond à un taux minime de substance équivalente en acétylcholine; il ne dure que quelques minutes; alors, la contraction s'arrête et une décontraction lui succède (4, *fig.*). Elle ramène tout d'abord progressivement la préparation à sa longueur initiale;

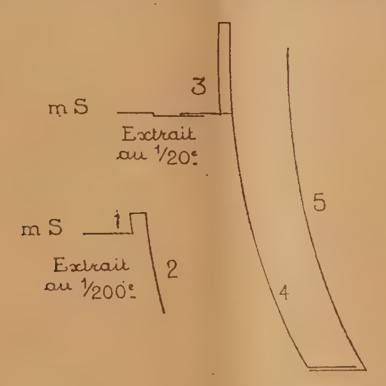
(*) Séance du 26 avril 1948.

([1]) A. Jullien, M.-D. Garabedian et R. Gibault, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 1936.

puis, la détente musculaire s'accentue et se poursuit régulièrement jusqu'à atteindre, après une demi-heure, une ampleur telle que le muscle de Sangsue peut s'allonger du tiers environ de la dimension qu'il avait au départ. Les effets ci-dessus se manifestent déjà à la concentation de 1/200 (1 et 2, *fig.*).

L'action dévevoppée par l'extrait de *M. erinaceus* s'oppose donc à l'effet puissant consécutif à l'application, sur le même test, de l'extrait similaire de *M. tranculus*, comme elle se différencie également de celui de *M. brandaris*, qui laisse la préparation insensible.

L'adjonction subséquente à l'extrait de *M. erinaceus* d'une certaine quantité de solution d'AC $1/10^7$ arrête cette chute marquée du tonus et amorce une nouvelle contraction (5, *fig.*). Cette dernière peut être bloquée par l'addition d'une certaine quantité d'extrait au 1/20 et il est posssible d'établir empiriquement un mélange équilibré d'AC et d'extrait, inactif sur le muscle et susceptible de le fixer à un niveau de contraction choisi par l'expérimentateur.



Ainsi l'extrait total de glande hypobranchiale de *Murex erinaceus* se révèle, sur le muscle de Sangsue, comme un antagoniste parfait de l'acétylcholine.

L'injection de l'extrait au 1/20, à la dose de 1^{cm^3} dans la cavité abdominale d'un poisson d'eau douce (Tanche ou Poisson-Chat) laisse inaltéré son comportement normal, sauf, parfois, l'apparition d'un léger engourdissement passager, sans changement de posture. L'extrait semble donc dépourvu de toxicité à la différence de l'extrait de *M. trunculus* fortement toxique ([1]).

L'extrait de *M. erinaceus* est capable de neutraliser les effets toxiques consécutifs à l'injection d'un extrait de glande à pourpre desséchée de *M. trunculus*. Celui-ci à la dose de 1^{cm^3} d'une solution au centième provoque, après un intervalle de temps de 5 à 10 minutes, un ralentissement progressif des mouvements, l'arrêt de la respiration, puis une immobilisation complète sur le côté; l'animal flotte entre deux eaux. Ce n'est là toutefois qu'un état de

([1]) A. JULLIEN et A. BONNET, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 932.

mort apparente qui persiste pendant plusieurs heures. Si, au cours de cette période, on met le cœur à nu, l'organe se montre animé de contractions, mais le rythme est très ralenti. Cependant, la mort survient toujours par la suite, l'évolution des symptômes étant irréversible. Ces effets sont vraisemblablement à rapporter à une action analogue à celle que l'un de nous a étudiée antérieurement, avec H. Cardot, chez la Grenouille, c'est-à-dire à une curarisation par élévation de la chronaxie musculaire.

Si, à ce stade de mort apparente, on injecte à l'animal de l'extrait au 1/20 de glande à pourpre de *M. erinaceus*, on assiste à une véritable résurrection par réapparition rapide des mouvements et de la respiration. Cet extrait agit comme décurarisant, non par un effet contraire sur l'excitabilité musculaire puisque injecté seul, il laisse à peu près inaltérée la motilité normale, mais peut être, soit par destruction ou fixation par adsorption des composés curarisants réalisant ainsi une combinaison inactive, soit par sa seule présence, à la façon dont l'atropine chez les Vertébrés s'oppose à l'action de l'acétylcholine.

En résumé, d'une première série d'observations faites chez *Murex erinaceus* sur l'extrait frais de glande hypobranchiale, il résulte que le produit fait baisser dans des proportions considérables le tonus du muscle de Sangsue et est antagoniste de l'acétylcholine, qu'il semble dépourvu d'action sur l'excitabilité neuro-musculaire et qu'il neutralise les effets curarisants de l'extrait similaire chez *Murex trunculus*.

PHYSIOLOGIE DES SENSATIONS. — *Sur la relation entre l'odeur et la structure moléculaire*. Note de M. **Marcel Guillot**, transmise par M. Léon Binet.

Depuis bien longtemps on s'est efforcé de mettre sur pied une théorie générale reliant la structure moléculaire des composés chimiques à leur odeur. Tout permet de penser qu'une telle relation doit exister. Les innombrables exemples maintenant connus de rapport étroit entre structure moléculaire et activité pharmacodynamique suffiraient à le faire prévoir *a priori*. Mais de plus, des règles empiriques ont été accumulées par les techniciens de la parfumerie ([1]). On a caractérisé, dans les molécules organiques, les groupements fonctionnels favorables à l'apparition de l'odeur (osmophores), l'influence sur eux d'autres groupements et de leur position, l'influence mutuelle de plusieurs osmophores dans la même molécule. La complexité de cette masse de résultats amène toutefois à conclure que c'est en réalité l'ensemble de la structure moléculaire qui intervient. On sait d'ailleurs que les moindres modifications structurales (passage d'un *cis* au *trans* dans le cas du

---

([1]) Martinet, chapitre *Odeur et constitution chimique*, in *Traité de Chimie organique*, Paris, (s. d.), 2, fasc. II, p. 599.

nérol et du géraniol, cyclisation dans le cas du citronellal et de la pseudo-ionone) ont un immédiat retentissement sur l'odeur.

On observe même une grande analogie d'odeur entre molécules contenant des groupements fonctionnels différents, si la configuration générale reste la même : toutes les molécules à grand cycle polyméthylénique de Ruzicka sont douées de l'odeur de musc, dès que le nombre des atomes de carbone atteint une certaine valeur, quelle que soit la nature du maillon à fonction différenciée, de même que toutes les molécules isostériques (même nombre d'électrons libres dans le noyau, quel que soit le nombre de ses maillons) ont une odeur apparentée (Ehrensvärd), comme par exemple la benzaldéhyde et le furfural (2).

Cependant, un fait capital subsiste, qui jusqu'ici a constitué un obstacle infranchissable à l'établissement d'une théorie générale : c'est l'analogie évidente d'odeur existant, dans certains cas, entre composés de structures absolument différentes, comme l'acide cyanhydrique et la benzaldéhyde, d'une part, ou les muscs à grands cycles et les muscs nitrés d'autre part.

Or cette difficulté me semble désormais levée par les conclusions auxquelles m'a déjà amené l'étude des anosmies partielles chez l'Homme. J'ai en effet été conduit à admettre (3) que dans chacun de ces cas litigieux, ces types de structure différents correspondaient nécessairement à des récepteurs sensoriels (ou à des mécanismes nerveux) indépendants, c'est-à-dire à des odeurs fondamentales distinctes, malgré l'analogie subjective des sensations olfactives. Il n'y a dès lors plus aucune restriction à apporter à la conception d'une relation directe entre chaque type de structure moléculaire et un type particulier de récepteur (ou d'odeur fondamentale). Il est vraisemblable qu'une telle correspondance est attribuable à une analogie ou à une compatibilité de configuration entre la molécule odorante fixée par la cellule sensorielle et l'un des constituants essentiels de celle-ci (ce qui nous ramène aux osmorécepteurs de Ruzicka). On sait d'ailleurs aujourd'hui que ce sont de telles analogies structurales qui conditionnent les absorptions sélectives, ou qui permettent dans une cellule vivante la substitution d'un métabolite normal par une substance physiologiquement active (antivitamines, antibiotiques, sulfamides, cancérigènes, etc.).

Bien entendu, certaines molécules odorantes peuvent toucher à la fois plusieurs types différents de cellules (odeur à plusieurs composantes fondamentales). On peut imaginer alors, soit que la molécule est aisément déformable, par exemple au moment de son adsorption, et que c'est l'une des formes prises par cette molécule qui, dans chaque cas, présente la compatibilité de structure

(2) *Acta physiol. Scand.*, 3, supp. IX, 1942, p. 1.
(3) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1307.

requise avec l'élément moléculaire actif de chaque organe sensoriel. Ou bien que diverses régions de la même molécule odorante sont successivement intéressées.

Quoi qu'il en soit, le fait qu'on est ainsi conduit à admettre l'existence d'un très grand nombre de fondamentales s'accorde bien avec la variété si grande des structures moléculaires des composés odorants. On peut enfin se poser la question de savoir si les cellules sensorielles de la muqueuse olfactive ne sont pas elles-mêmes non seulement spécialisées, mais morphologiquement différenciées d'une manière visible. Les curieuses observations faites autrefois par L. Ranvier sur leur polymorphisme autorisent cette hypothèse ([4]).

ÉLECTROPHYSIOLOGIE. — *Hypothèse sur le mécanisme de la propagation de la décharge chez le Gymnote* (Electrophorus electricus). Note de Mme **Denise Albe-Fessard**, MM. **Carlos Chagas**, **Antonio Couceiro** et **Alfred Fessard**, présentée par M. Louis Lapicque.

La propagation très rapide de l'onde de décharge le long de l'organe électrique du Gymnote pose un problème physiologique particulier : on ne peut en effet invoquer ni une vitesse exceptionnellement rapide de conduction nerveuse ([1]), ni un mécanisme cérébral de coordination des commandes au départ, la propagation étant aussi rapide chez un animal décérébré dont on provoque la décharge par stimulation médullaire haute.

On pouvait se demander si le champ créé par la décharge au moment où elle s'amorce dans un segment de l'organe n'exercerait pas quelque action, facilitante ou même excitatrice, sur les parties voisines encore au repos : dans ce dernier cas, l'extension du phénomène se produirait simplement par le jeu d'une excitation de proche en proche, d'autant plus rapide à se propager qu'il y a accroissement des influences électriques à mesure que s'accumulent les éléments recrutés.

Nos recherches ont montré que le mécanisme cherché devait être plus complexe. Elles portèrent sur une vingtaine de poissons, soumis à divers types d'opération. Les enregistrements obtenus sur oscillographe cathodique, avec utilisation fréquente de deux faisceaux permettant la comparaison des décharges dans deux segments, nous ont donné les indications suivantes :

1° Il ne se produit pas, à proprement parler, d'auto-excitation, car un segment d'organe déconnecté de la moelle par section de ses nerfs reste inactif bien qu'encadré par des segments actifs; de même, après section médullaire, la portion située en arrière de la section n'est pas activée par la décharge de la

---

([4]) *Traité technique d'histologie*, 2e éd., Paris, 1889, p. 715.

([1]) D. Albe-Fessard, C. Chagas, A. Couceiro et A. Fessard, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1309.

portion antérieure, du moins si l'on a attendu assez longtemps (3 jours) pour qu'ait cessé l'irritation médullaire au voisinage de la coupure.

2° Cependant, le champ créé par une décharge naissante dans les régions voisines encore inactives semble jouer un rôle, car si une portion moyenne d'organe assez longue, 15^{cm} par exemple, est rendue silencieuse par déconnexion nerveuse bilatérale, des défaillances dans la synchronisation des segments extrêmes s'observent. Il arrive même que les décharges segmentaires se poursuivent sur des rythmes indépendants.

3° Cette action supposée du champ de l'onde naissante est à rapprocher de celle que l'on peut observer réellement ([2]) lorsque, stimulant rythmiquement le nerf d'une tranche d'organe prélevée sur un animal, on fait passer perpendiculairement aux plaques un courant électrique durable dans le sens qu'y aurait la décharge naturelle : la réponse s'enrichit alors de nombreuses composantes, comme si des impulsions nerveuses devenaient tout à coup capables d'activer des plaques électriques qu'elles bombardaient jusque-là sans succès. En l'absence de courant extérieur, c'est chaque décharge partielle qui exerce l'effet facilitant, dont bénéficiera la décharge suivante sous forme d'un accroissement d'amplitude, jusqu'à ce que toute la tranche soit active. Tout indique l'existence d'une action facilitante de la décharge qui commence sur l'excitabilité de l'organe qu'elle envahit.

4° Revenant à la décharge naturelle, il reste à prouver qu'au moment où s'amorce localement cette décharge, des impulsions nerveuses se trouvent partout prêtes à profiter de cette auto-facilitation. Nous avons eu l'indication de cette possibilité en étudiant l'activité électrique d'une moelle, dans un cas où ayant, après une délicate opération, sectionné tous les nerfs électriques, nous pûmes enregistrer les potentiels d'action intra-médullaires sans être gênés par la décharge. Nous observâmes alors que la moelle lance par moments des trains d'impulsions à fréquence élevée (600 par seconde et davantage), de telle sorte que, à moins de 1,7 milliseconde près, il se trouverait toujours une impulsion pour déclencher la réponse d'une plaque, à condition qu'à ce moment un champ assez intense et convenablement orienté occupe l'espace environnant.

5° Le fait qu'avant la décharge principale on observe très souvent des séries espacées de petites ondes de quelques volts est un autre argument en faveur de l'idée qu'une préparation de l'organe est nécessaire : son invasion par les impulsions préparantes s'accompagnerait çà et là de décharges qui avortent. On voit parfois surgir la première grande onde de la décharge normale d'une de ces ondes partielles dont on a pu observer sur l'écran l'enflure progressive rapide.

([2]) D. Albe-Fessard, C. Chagas, A. Couceiro et A. Fessard, *Anais de Acad. brasileira de Ciencias*, **19**, 1947, p. 371.

Ainsi, deux mécanismes distincts, le premier lié à la commande nerveuse, le second à l'effet électrique de la décharge naissante, semblent devoir être associés successivement pour assurer la mise en marche presque simultanée des innombrables éléments qui constituent l'organe électrique du Gymnote.

BIOLOGIE. — *Modifications de la résistance électrique de la crête du Chapon sous l'influence de l'hormone mâle.* Note (*) de MM. **Fernand Caridroit** et **Ladislav Tauc**, présentée par M. Robert Courrier.

Sous l'effet des hormones mâles, la crête du Chapon s'accroît. On peut se rendre compte de l'augmentation de ses dimensions soit par la mesure de sa longueur et de sa hauteur, soit par la mesure de sa surface, soit par des pesées. Les méthodes de dosage des androgènes basées sur les changements morphologiques donnent des résultats assez précis pour des quantités d'hormones dont l'activité est voisine de celle de l'unité-Chapon internationale, ($100^{\mu g}$ d'androstérone) mais, pour des quantités plus faibles ou avec des produits moins actifs, elles deviennent ou inexactes, ou très longues, ou demandent trop de sacrifices animaux.

Nous avons pensé qu'une méthode reposant sur des propriétés physiques tissulaires nous donnerait plus de sensibilité et plus de précision. Nous avons donc pris en considération la *conductibilité électrique* de la crête.

Technique. — Le premier problème à résoudre était celui des électrodes. Il fallait qu'elles donnent des résultats constants malgré les petits mouvements inévitables de la tête de l'oiseau. Nous avons construit des électrodes en forme de pince légère en plexiglass munie de deux aiguilles sur un côté qui piquaient la partie postérieure de la crête, la plus sensible aux changements de résistance électrique. Nous avons employé un pont de Wheatstone et une source de courant de 1000 fréquences sous une tension de deux volts. Tous les animaux sont de la race Leghorn blanc.

Résultats. — 1° La conductibilité de la crête du Chapon présente des différences remarquables avec celle du Coq; pour le Coq, elle est 5 à 7 fois plus grande que pour le Chapon. Des mesures faites dans les semaines qui suivent immédiatement la castration montrent que la résistance électrique s'accroît à peu près à la même vitesse que la régression des tissus (*fig.* 1). Pour un Chapon, arrivé à l'état neutre, la résistance ne varie que dans d'étroites limites : $\pm 4\%$.

2° Nous injectons chaque jour à des Chapons une solution huileuse de propionate de testostérone à des doses allant de 1,5 à $40^{\mu g}$, un même Chapon recevait toujours la même dose. Des mesures préliminaires ont toujours lieu avant l'expérience. Déjà 24 heures après l'administration de $5^{\mu g}$ de propionate de testostérone, on pouvait noter un abaissement de la résistance électrique de 5 %, et, avec $20^{\mu g}$ (équivalent de l'U. C. I.), de 15 %. Dans les jours suivants

(*) Séance du 19 avril 1948.

la résistance électrique continue à diminuer rapidement; le troisième jour, avec 20$^{\mu g}$, l'abaissement est de 37 %.

Pour de très faibles doses, au troisième jour d'injection, la diminution devient significative : ainsi avec 2$^{\mu g}$,5, l'abaissement de la résistance est de 10 %.

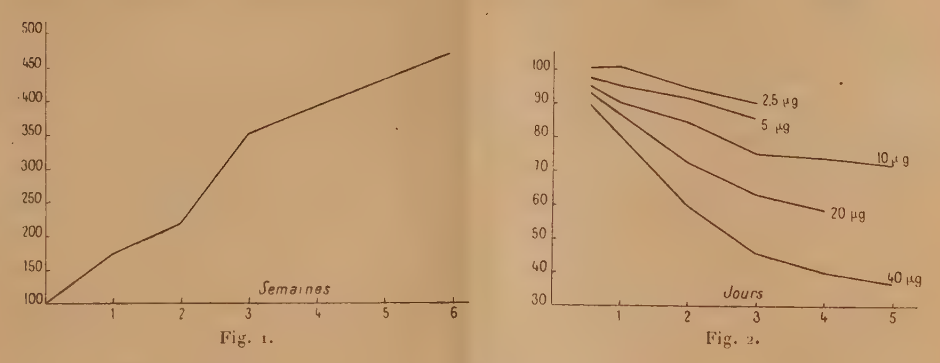


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Augmentation de la résistance électrique de la crête après la castration. *En ordonnée*, valeur relative de la résistance. *En abscisse*, temps en semaines.
Fig. 2. — Abaissement de la résistance électrique de la crête du Chapon par l'hormone mâle. *En ordonnée*, valeur de la résistance. *En abscisse*, temps en jours.

Par la suite les courbes des variations tendent à devenir horizontales, mais, pour chaque dose, elles restent distinctes (*fig.* 2) pendant au moins une semaine, durée maximum des injections.

Conclusion. — Par la comparaison entre l'accroissement des dimensions de la crête d'un Chapon et la diminution de sa résistance électrique sous l'influence d'une quantité donnée d'hormone androgène, on peut se rendre compte des avantages d'une méthode de dosage biologique qui serait basée sur la mesure de la conductibilité électrique du récepteur hormonal. Elle serait plus sensible (2$^{\mu g}$,5 au lieu de 5 à 10$^{\mu g}$ de testostérone), plus précise (erreur de mesure de ± 4 % au lieu de ± 10 à ± 20 % pour le test de Pézard) et plus rapide (24 heures pour un changement de résistance électrique avec 5$^{\mu g}$ de propionate de testostérone au lieu de 4 ou 5 jours pour un changement de dimensions).

BIOLOGIE PHYSICOCHIMIQUE. — *Rôle joué par le lipo-polysaccharide du bacille tuberculeux dans l'hypersensibilité à la tuberculine et dans l'acido-résistance du bacille.* Note de Mlle **Nine Choucroun**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Nous avons montré [1] que deux fractions isolées du bacille tuberculeux (une fraction protéinique et une fraction lipopolysaccharide) étaient respec-

---

[1] *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1757; *ibid.*, **210**, 1940, p. 511 et 749; **223**, 1946, p. 104; *Science*, **105**, 1947, p. 2715; *Amer. Rev. Tbc.*, n° **56**, **3**, 1947 p. 209.

tivement responsables des effets importants de sensibilité à la tuberculine (hypersensibilité) et de production d'anticorps glucosidiques développés dans les organismes vivants, par l'introduction du bacille tout entier.

L'objet de cette Note est de montrer que le lipo-polysaccharide que nous avons réussi à extraire du bacille tuberculeux, joue un rôle essentiel (1°) dans l'établissement de l'hypersensibilité (2°) dans la propriété d'acido-résistance du bacille tuberculeux.

Hypersensibilité. — La fraction protéinique et la fraction glucosidique isolées ont été obtenues à partir d'un extrait huileux de cadavres bacillaires tuberculeux, et trouvées dans le précipité formé par addition du dioxane à cet extrait huileux. Ainsi qu'il a été décrit [2], un mélange de ces deux substances se dissout dans le chloroforme additionné de 5 % d'alcool méthylique, et leur séparation est effectuée par l'éther de pétrole.

Le lipo-polysaccharide, très soluble dans le chloroforme, l'éther et l'éther de pétrole, fut facilement débarrassé, par centrifugation, de toute trace de la fraction protéinique sensibilisante insoluble dans tous les solvants organiques usuels. Mais, dans notre procédé d'extraction, nous n'avions pas réussi à débarrasser complètement ce résidu protéinique du lipo-polysaccharide, comme le montra la présence d'anticorps polysaccharidiques dans le sérum des cobayes sensibilisés avec notre substance sensibilisante la plus purifiée.

Une extraction prolongée de cette substance sensibilisante pulvérisée par un mélange de solvants nous permit d'en séparer une nouvelle quantité de lipo-polysaccharide. Quand cette extraction fut terminée, nous avons essayé sur des cobayes le pouvoir sensibilisant de cette substance protéinique purifiée. Les animaux reçurent deux injections intrapéritonéales de 1/10 de milligramme de substance protéinique dans un centimètre cube d'huile de paraffine, à deux semaines d'intervalle. Ces animaux, éprouvés à la tuberculine trois semaines après la dernière inoculation, réagirent négativement. Les animaux contrôles inoculés avec la substance sensibilisante non purifiée réagirent fortement, comme d'habitude, à l'épreuve tuberculinique.

Il suffit d'ajouter 20 γ *de lipo-polysaccharide à* 100 γ *de la substance protéinique purifiée pour lui redonner sa capacité sensibilisante.*

Nous voudrions insister sur une déduction importante liée au rôle essentiel joué par le lipo-polysaccharide du bacille tuberculeux dans le développement de l'hypersensibilité. On a très longtemps pensé que seuls les corps bacillaires tout entiers, morts ou vivants, avaient le pouvoir de développer l'hypersensibilité. Quand nous réussimes à extraire du bacille tuberculeux une fraction ayant la capacité sensibilisante du bacille lui-même, on se demanda encore si l'hypersensibilité développée chez les animaux n'était pas due à la présence éventuelle de bacilles ou débris bacillaires dans notre substance sensibilisante.

---

(2) *Amer. Rev. Tbc.*, n° 65, 3, 1947, p. 209.

Nous pensons que le nouveau résultat concernant le rôle du lipo-polysaccharide répond définitivement à cette objection. Si des bacilles ou des débris bacillaires étaient responsables de la sensibilité induite par notre substance sensibilisante, ils n'auraient pas besoin du concours du lipo-polysaccharide pour développer chez les animaux cette sensibilité à la tuberculine.

Acido-résistance. — Parmi les travaux nombreux consacrés à l'étude de l'acido-résistance du bacille tuberculeux, ceux de Boissevain et Schæffer ([3]) en 1927, ont mis en lumière un fait important concernant la relation entre l'acido-résistance du bacille tuberculeux et sa capacité sensibilisante. Ces auteurs ont montré que le bacille tuberculeux, rendu non acido-résistant par hydrolyse acide, perd en même temps son pouvoir sensibilisant.

Devant l'importance révélée de notre lipo-polysaccharide dans l'établissement de l'hypersensibilité, et sachant que cette substance est acido-résistante, nous avons pensé que l'hydrolyse de cette fraction du bacille tuberculeux pouvait être responsable de la perte de la propriété d'acido-résistance par les bacilles hydrolysés. Dans ce cas, on devait pouvoir détecter les produits d'hydrolyse du lipo-polysaccharide dans les produits d'hydrolyse des bacilles acido-résistants. Nous avons effectivement trouvé de l'acide mycolique et des sucres parmi les produits d'hydrolyse des bacilles acido-résistants. Plus important encore, nous avons pu redonner la propriété d'acido-résistance aux squelettes non acido-résistants, en leur ajoutant le lipo-polysaccharide tout entier.

Développant la technique simple de Boissevain, nous avons réussi à obtenir une fine suspension de ces formes non acido-résistantes, dans l'éther. Nous avons pu alors redonner à ces squelettes bacillaires la propriété d'acido-résistance en ajoutant à cette suspension, du lipo-polysaccharide en solution dans l'éther. L'acide mycolique et sa lactone, tous deux acido-résistants, rétablissent également l'acido-résistance des squelettes non acido-résistants.

Ces squelettes sont moins épais que les bacilles acido-résistants normaux. Ils sont attachés les uns aux autres, formant de longues chaînes, suggérant que la charge négative du bacille a été changée et abaissée au cours de la perte de l'acido-résistance. Les squelettes bacillaires *habillés* de lipo-polysaccharide deviennent plus épais et plus dispersés, montrant que leur charge a été rétablie en même temps que leur acido-résistance. Nous avons vérifié, par électrophorèse, que ces bacilles redevenus acido-résistants, par addition de lipo-polysaccharide sont plus chargés que les squelettes bacillaires non acido-résistants.

Ainsi, nous trouvons l'explication de la vraie nature de l'acido-résistance du bacille tuberculeux dans le fait que le lipo-polysaccharide que nous avons isolé est la substance responsable de cette propriété.

([3]) *Amer. Rev. Tbc.*, **16**, 1927, p. 749.

SÉROLOGIE. — *Anticorps et protéines, leurs liaisons dans le sérum antisymptomatique*. Note de M. **René Paille**, présentée par M. Léon Binet.

Partant du sérum antirouget (sérum antimicrobien) et des protéines qui en furent extraites par M. Piettre avec sa *méthode à l'acétone aux basses températures*, en 1946, J. Basset a montré ([1]), confirmé ensuite, que l'*anticorps immunisant* est lié aux deux protéines, mais dans des proportions différentes. Par rapport au sérum entier, l'albumine supporte 60 % du pouvoir préventif; la globuline 10 ou peut-être 20 % tout au plus. Dans ce sérum, obtenu d'un cheval hyperimmun où le taux des anticorps était stabilisé, l'*anticorps agglutinant* est supporté tout entier par l'albumine ([2]).

Il convenait de rechercher ces liaisons dans un sérum à la fois antimicrobien et surtout antitoxique. Nous avons choisi le sérum contre le charbon symptomatique, obtenu de chevaux préparés selon la technique et avec la souche de Basset ([3]). Le cheval utilisé (10 ans, parfaite santé) avait reçu, en 11 mois, 2^l de culture dans la veine et 7^l de toxine (décantée) sous la peau; saignée 12 jours après la dernière injection; sérum récolté 4 jours plus tard.

Les protéines, séparées par M. Piettre, nous parvenaient séchées sous vide à basse température, la globuline et la myxoprotéine préalablement dispersées par NaOH N/10 au pH voisin de 7; pour 100 de sérum elles accusaient, en poids, albumine : 5,68 (quantité remarquablement grande); globuline : 1,32; myxoprotéine (assez proche de la globuline) : 1,35. L'expérience, faite sur le Cobaye mâle (600^g en moyenne), fut conduite exactement comme pour le rouget. A cause de la résistance naturelle que présentent 20 % en moyenne des animaux (Basset, 1925), nous dûmes opérer sur de grands nombres : une centaine.

Témoins renseignant sur le *pouvoir pathogène de la culture*. — Chez tous les cobayes, même dose de culture de 48 heures : 1/4 de centimètre cube. Sur 14 animaux : 12 succombent dans un temps de 20 à 36 heures.

Témoins renseignant sur la *qualité préventive du sérum*. — La culture, à la dose uniforme de 1/4 de centimètre cube est inoculée, sous la peau de la cuisse, 24 heures après le sérum injecté en péritoine. Avec 1/4 de centimètre cube de sérum, 6 cobayes : tous survivent; avec 1/2 centimètre cube, 1 cobaye (sur 6) meurt le onzième jour; avec 1 centimètre cube, tous survivent. Pas de lésion ou lésion minime dans la région inoculée.

([1]) *Anticorps et protéines; leurs liaisons dans les immunsérums. Résultats expérimentaux; applications thérapeutiques.* (*Académie Vétérinaire*, **19**, séance du 10 octobre 1946, p. 261-275).

([2]) Jean Basset et René Paille, *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 1096-1098.

([3]) *Quelques maladies infectieuses*, 1946, p. 401-480.

Albumine dissoute en eau physiologique au volume correspondant de sérum.

Pouvoir immunisant. — 5 lots de chacun 6 cobayes reçoivent respectivement, dans le péritoine : 1/4, 1/2, 1, 2, 3$^{cm^3}$ d'albumine. Éprouvés comme précédemment, tous survivent, à l'exception d'un seul ayant reçu 1/2$^{cm^3}$, qui meurt en trois jours. Plusieurs sujets des trois premiers lots font une lésion locale plus ou moins importante.

Ces résultats prouvent que le pouvoir immunisant de la sérum-albumine ne le cède guère à celui du sérum total; on peut le chiffrer au moins à 80 %.

Globuline sodique (pH 7) dissoute en eau salée au volume correspondant de sérum.

Pouvoir immunisant. — 4 lots de chacun 6 cobayes reçoivent respectivement dans le péritoine : 0,5, 1, 2, 3$^{cm^3}$ de globuline. Éprouvés comme précédemment on enregistre : 2 morts (24 heures et 3 jours) dans le premier lot; 1 (en 3 jours) dans le deuxième; 1 (en 12 jours) dans le troisième. Les survivants font, en grosse majorité, une lésion locale importante. Seuls, les cobayes ayant reçu 3$^{cm^3}$ de globuline survivent tous et sans lésion très notable. Avec la globuline, 1 à 2$^{cm^3}$ sont donc nécessaires pour conférer une résistance comparable à celle que l'on obtient avec seulement 1/4 de centimètre cube d'albumine, et *a fortiori* de sérum. Le pouvoir immunisant peut ainsi être chiffré aux environs de 10 %.

Globuline + myxoprotéine. — Outre la globuline, Piettre, par sa méthode, extrait du sérum une autre protéine assez proche mais différente : la myxoprotéine [4]; et il convenait de mesurer le pouvoir protecteur de ces deux substances mélangées. Un lot de 6 cobayes reçoit le mélange à la dose de 1/4 de centimètre cube, dose qui, en albumine ou en sérum, protège tous les animaux. A l'épreuve, cinq succombent en un ou deux jours, et le survivant présente une lésion volumineuse de la région inoculée. La myxoprotéine n'ajoute donc rien au pouvoir de la globuline, et ces résultats confirment toute la supériorité de l'albumine.

Conclusions. — *L'anticorps immunisant*, dans le sérum antisymptomatique (sérum mixte surtout antitoxique), comme dans le sérum antirouget (sérum antimicrobien), est lié aux deux principales protéines, mais dans des proportions très différentes, et les résultats sont ici particulièrement nets. Par rapport au sérum entier, l'albumine supporte au moins 80 % du pouvoir préventif; la globuline, 10 % environ.

Pouvoir agglutinant. — Sur une culture jeune (12 heures d'étuve), nos résultats montrent que l'anticorps agglutinant est supporté, presque tout entier, par la globuline (ainsi qu'il fut antérieurement constaté avec d'autres sérums antitoxiques). Et la globuline seule produit la floculation en présence d'une culture chauffée à 100° pendant 30 minutes, c'est-à-dire où seul persiste l'antigène somatique.

---

(4) M. PIETTRE, *Biochimie des protéines*, 1937.

Pour le sérum antirouget, c'est exactement le contraire. On n'est donc pas autorisé à généraliser concernant le support de l'agglutinine, et pas davantage à considérer comme liés à la seule globuline les anticorps immunisants.

SÉROLOGIE. — *Anticorps et protéines, leurs liaisons dans le sérum antirouget.* Note de M. **Jean Basset**, présentée par M. Léon Binet.

Ici même ([1]) nous avons rapporté les résultats d'expériences faites sur le Pigeon en 1946 avec ce sérum et, parallèlement, avec les protéines qui en furent extraites par M. Piettre par sa *méthode à l'acétone aux basses températures*. Il s'ensuivait : *a. concernant l'immunisine*, que par rapport au sérum entier, l'albumine supporte environ 60 % du pouvoir préventif, la globuline 10 ou peut-être 20 % tout au plus; *b. concernant l'agglutinine*, qu'elle était liée, tout entière, à l'albumine.

Nous avons repris l'expérience en utilisant des doses moindres des protéines susdites et examiné une autre protéine, assez proche de la globuline mais différente : la myxoprotéine, que M. Piettre extrait des sérums par sa méthode ([2]). Enfin, le cheval utilisé en 1946 n'ayant pas cessé de servir, il pouvait être intéressant de comparer les qualités de ses humeurs à deux ans de distance. En 1946 il avait déjà reçu au total, dans les muscles, 13 litres de culture très riche, et son sérum possédait une très haute qualité protectrice. Lors de la présente expérience de 1948, 13 litres avaient été encore injectés; on constatera que la qualité du sérum s'était légèrement amoindrie (ce n'est pas pour surprendre), mais que les anticorps avaient respectivement conservé leurs liaisons protéiniques.

Le plan expérimental est resté le même. Comme naguère, les protéines, séparées par M. Piettre, nous parvenaient séchées sous vide à basse température; pour 100 de sérum, elles accusaient, en poids : albumine, 3,40 (concentration analogue à celle du sérum normal); globuline, 1,65; myxoprotéine, 2,40, ces deux dernières, préalablement dispersées dans l'eau avec NaOHN/10 au voisinage de pH 7 avant dessiccation.

Pouvoir pathogène de la culture. — Notre souche, dont l'hypervirulence est entretenue par passages sur le Pigeon, reste inchangée. Avec 1/4 de cm^3, dose uniforme pour toutes les épreuves d'immunité, et qui correspond à 50 doses minimales mortelles, les quatre pigeons succombèrent entre 60 heures et quatre jours.

([1]) J. Basset, *Anticorps et protéines; leurs liaisons dans les immunsérums. Résultats expérimentaux; applications thérapeutiques* (*Académie vétérinaire*, 19, 1946, p. 261-275). J. Basset et René Paille, *Comptes rendus*, 225, 1947, 1096-1098.

([2]) M. Piettre, *Biochimie des protéines*, 1937.

Qualité préventive du sérum. — La culture (1/4 de cm^3) est inoculée 24 heures après le sérum. Le sérum est injecté à doses diverses. Avec 1/8 de cm^3, sur sept pigeons, trois seulement survivent (en 1946, tous avaient résisté). Avec 1/4 de cm^3, cinq pigeons, tous survivent; cette dose représente donc aujourd'hui la dose minimale protectrice.

Qualité préventive de l'albumine dissoute en eau physiologique au volume correspondant de sérum. — Avec 1/8 de centimètre cube, les pigeons (4 sur 4) succombent à l'épreuve comme les témoins; ce qui, par rapport au sérum, ne saurait surprendre. Mais avec 1/4 de centimètre cube, si 2 succombent (avec un retard notable par rapport aux témoins), les 2 autres résistent parfaitement, preuve que l'albumine, inférieure au sérum total, supporte néanmoins une proportion très importante d'immunisine (En 1946, cette même dose avait protégé 3 pigeons sur 4; et tous avaient résisté avec 0,5 ou 1^{cm^3}) ([3]).

Qualité préventive du mélange globuline et mixoprotéine dissoutes en eau physiologique au volume correspondant de sérum. — Avec 1/8, 1/4 de centimètre cube, les pigeons (8 sur 8) meurent dans le même temps que les témoins (en 1946, 1^{cm^3} même n'avait pu assurer la protection; il avait toutefois conféré un certains degré de résistance accusé par une survie de 8 à 9 jours. 2^{cm^3} étaient nécessaires pour obtenir l'immunité).

L'expérience actuelle confirme donc nos précédents résultats. L'albumine est moins riche que le sérum total en immunisine, mais c'est elle surtout (non pas les autres protéines du sérum : globuline, myxoprotéine) qui supporte l'anticorps immunisant.

Qualité agglutinante des protéines sériques. — Nos recherches de 1946 montraient que l'agglutinine était liée, tout entière, à l'*albumine* qui se comportait sensiblement comme le sérum total. Les observations actuelles confirment ces résultats; globuline, myxoprotéine, séparées ou mélangées, sont complètement inactives; elles ne supportent aucune partie de l'anticorps agglutinant.

Ce fait, si caractéristique, prouve, notamment, que la méthode, établie par Piettre, permet de séparer les protéines *à l'état de pureté;* que, par suite, la proportion d'immunisine (faible mais non négligeable) liée à la globuline n'est pas due à des *entraînements*.

Conclusions. — Dans un sérum antimicrobien : le sérum antirouget est obtenu d'un cheval possédant une hyperimmunité maximum, les anticorps sont presque exclusivement liés à l'*albumine*. Les globulines (contrairement à ce

---

([3]) Ce n'est pas sans peine que les 32 pigeons adultes utilisés ici purent être rassemblés; or, ce nombre était trop faible pour l'expérimentation complète projetée. Avec les doses limites de protéines, les variations individuelles de résistance, de réaction, eussent nécessité un plus grand nombre de sujets dans les lots correspondants. Pour ce motif encore, il fut impossible d'expérimenter avec des doses supérieures progressivement croissantes, en sorte que, pour ces doses-là, nous devons nous en référer aux résultats de 1946.

qu'on observe dans les sérums antitoxiques) sont dépourvues de la qualité floculante. Ces faits s'opposent aux publications des biologistes américains affirmant que les globulines supportent la presque totalité des anticorps circulants.

A 16h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h45m.

L. B.

ERRATA.

(Séance du 15 mars 1948.)

Note de M. *Michel Cazin*, Relation entre les masses des mésons :

Page 881, ligne 32, *au lieu de* 190_0 et 212, *lire* 190 m_0 et 312 m_0.

(Séance du 22 mars 1948.)

Note de Mlle *Germaine Cousin*, Sur des formules permettant l'estimation exacte de la variation des types structuraux dans l'espèce :

Page 1039, ligne 24, *au lieu de* du fait de l'allométrie, *lire* ni du fait de l'allométrie;
» 1040, » 27, *lire* Si l'on cherche en outre, pour les caractères nettement allométriques à faire connaître.

(Séance du 31 mars 1948.)

Note de M. *Georges Mangenot*, Sur les caractères et la position systématique du genre *Phyllosiphon* :

Page 1104, ligne 38, *au lieu de* Chlorophycées, *lire* Chrysophycées.

Note de MM. *Anatole Rogozinski* et *Marc Lesage*, Mesure absolue de la fréquence du rayonnement cosmique effectuée à l'Observatoire de Meudon :

Page 1132, ligne 19, *au lieu de* μ, *lire* y;
» » » 38, *au lieu de* ΔN_h, *lire* ΔN.